

Uniwersytet Warszawski
Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów
oraz
Wydział Fizyki, Instytut Fizyki Doświadczalnej

Katarzyna Hadyńska-Klęk

**Badanie struktury kolektywnej w izotopach wapnia
metodą wzbudzeń kulombowskich**

praca doktorska
wykonana pod kierunkiem
prof. dr hab. Marty Kicińskiej-Habior

Warszawa, sierpień 2013

Podziękowania

Chciałabym wyrazić wdzięczność wszystkim, którzy przyczynili się do realizacji niniejszej pracy.

Przede wszystkim chciałabym serdecznie podziękować mojej Promotor, prof. Marcie Kicińskiej-Habior za poświęcony czas, okazane wsparcie oraz pomoc, jakiej udzielała mi od początku moich studiów doktoranckich. Bardzo dziękuję również za trafne sugestie dotyczące analizy danych oraz redakcji mojej rozprawy.

Wielkie wyrazy wdzięczności kieruję do Pawła Napiorkowskiego, mojego Opiekuna naukowego i Nauczyciela, który jeszcze podczas moich studiów magisterskich zainteresował mnie tematyką badań metodą wzbudzeń kulombowskich. To między innymi z jego inicjatywy przeprowadzony został pomiar wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca , którego analiza jest podstawą niniejszej pracy. Jego ogromną wiedza i doświadczenie były nieocenione podczas żmudnej analizy danych. Dziękuję również za wielkie wsparcie, jakie okazywał mi codziennie, także w trudnych sytuacjach poza pracą.

Serdecznie dziękuję Magdzie Zielińskiej za ogromną pomoc, za korekty merytoryczne i językowe, za cierpliwość, poświęcony czas i niesłabnące wsparcie, szczególnie na ostatnim etapie powstawania tej pracy.

Dziękuję Dyrektorowi Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego, prof. Krzysztofowi Ruskowi, za umożliwienie przeprowadzenia pomiaru z wykorzystaniem wiązki ciężkich jonów dostarczonej przez cyklotron U200P oraz za stworzenie bardzo dobrych warunków do ukończenia rozprawy doktorskiej. Bardzo dziękuję również za wykonanie obliczeń przekrojów czynnych na reakcje transferu programem FRESCO.

Dziękuję moim Kolegom z warszawskiej grupy wzbudzeń kulombowskich. Julianowi Srebrnemu dziękuję za wielkie wsparcie i pomoc, szczególnie w ostatniej fazie przygotowań pracy, Kasi Wrzosek-Lipskiej za wprowadzanie mnie w tajniki analizy danych programem GOSIA, oraz Jędrkowi Iwanickiemu za pomoc przy przygotowaniu i przeprowadzeniu eksperymentu w Warszawie, jak również za cenne uwagi przy redagowaniu pracy. Serdecznie Wam dziękuję za Wasz wielki optymizm i za dzielenie się ze mną swoim doświadczeniem.

My endless gratitude goes to Dino Bazzacco, Araceli Lopez-Martens and Olivier Stezowski for their great help with the AGATA data analysis, their patience and support which made the final COULEX result possible to obtain.

A big thanks go also to Megumi Niikura and Iulian Stefan for long discussions and their help.

I would like to thank everyone involved in the AGATA project, especially the LNL team, who made the COULEX experiment possible to be performed.

Dziękuję załodze technicznej ŚLCJ, w szczególności grupie związanej ze spektrometrem EAGLE, za ich zaangażowanie w przygotowania pomiaru, za pomoc przy jego przeprowadzeniu oraz przy analizie danych.

Dziękuję również grupie prof. Adama Maja z Instytutu Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie za duże wsparcie przy przeprowadzaniu eksperymentów w LNL i w ŚLCJ, za długie rozmowy i miły czas spędzony poza halą pomiarową w Krakowie, Warszawie, Legnaro i Orsay.

Dziękuję Kamili Sieji i Fredowi Nowackiemu za cierpliwe tłumaczenia zawartości teorii modelu powłokowego oraz za ciepłe przyjęcie w Strasbourgu. Fredericowi dziękuję również za obliczenia struktury ^{42}Ca w modelu powłokowym wielu cząstek oddziałujących.

Szczególne podziękowania kieruję do Grzesia Jaworskiego i Michaliny Komorowskiej, za ich uśmiech, miłą atmosferę, niekończące się rozmowy i setki kubków kawy, które razem wypiliśmy.

Dziękuję również moim Koleżankom i Kolegom ze Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów i Wydziału Fizyki UW, w szczególności Agnieszce Trzecińskiej, Marzenie Wolińskiej-Cichockiej, Ani Stolarz i Izie Skwirze-Chalot, za życzliwość i pomoc, również w codziennych sytuacjach. Dziękuję także Marcinowi Palaczowi za pomoc przy stawianiu pierwszych kroków w analizie danych programem ROOT oraz Leszkowi Próchniakowi za wykonanie obliczeń w modelu Nilssona.

Serdecznie dziękuję mojej Rodzinie: Mężowi, Mamie, Rodzeństwu i wszystkim moim Bliskim, którzy nieustannie mnie wspierali. Ich zainteresowanie moimi postępami, nieustanne podtrzymywanie na duchu, wyrozumiałość i niesłabnąca wiara we mnie dodawały mi siłę do dalszej pracy każdego dnia.

Lista publikacji, na których oparta jest niniejsza rozprawa:

- „*Toward the superdeformation in ^{42}Ca* ”,
K. Hadyńska-Klęk, P. J. Napiorkowski, A. Maj, F. Azaiez, M. Kicińska-Habior, J.J. Valiente - Dobón, G. de Angelis, T. Abraham, G. Anil Kumar, B. Q. Arnés, D. Bazzacco, M. Bellato, D. Bortolato, P. Bednarczyk, G. Benzoni, L. Berti, B. Birkenbach, B. Bruyneel, S. Brambilla, F. Camera, J. Chavas, M. Ciemala, P. Cocconi, P. Coleman-Smith, A. Colombo, A. Corsi, F. C. L. Crespi, D. M. Cullen, A. Czermak, P. Désesquelles, B. Dulny, J. Eberth, E. Farnea, B. Fornal, S. Franchoo, A. Gadea, A. Giaz, A. Gottardo, X. Grave, J. Grębosz, M. Gulmini, T. Habermann, R. Isocrate, J. Iwanicki, G. Jaworski, A. Jungelaus, N. Karkour, M. Kmiecik, D. Karpiński, M. Kisieliński, N. Kondratyev, A. Korichi, M. Komorowska, M. Kowalczyk, W. Korten, M. Krzysiek, G. Lehaut, S. Leoni, A. Lopez-Martens, S. Lunardi, G. Maron, K. Mazurek, R. Menegazzo, D. Mengoni, E. Merchán, W. Męczyński, C. Michelagnoli, J. Mierzejewski, B. Million, P. Molini, S. Myalski, D. R. Napoli, R. Nicolini, M. Nii-kura, A. Obertelli, S. F. Özmen, M. Palacz, A. Pullia, G. Rampazzo, F. Recchia, N. Redon, P. Reiter, D. Rosso, K. Rusek, E. Sahin, M. -D. Salsac, P. -A. Söderström, J. Srebrny, I. Stefan, O. Stézowski, J. Styczeń, Ch. Theisen, N. Toniolo, C. A. Ur, V. Vandone, R. Wadsworth, B. Wasilewska, A. Wiens, K. Wrzosek-Lipska, M. Zielińska, M. Ziębliński
Acta Physica Polonica B44, 617, 2013
- „*Coulomb excitation of the presumably super-deformed band in ^{42}Ca . Preliminary results from the first AGATA Demonstrator experiment*”,
K. Hadyńska-Klęk, P. Napiorkowski, A. Maj, F. Azaiez, J.J. Valiente-Dobón, G. De Angelis, G. AnilKumar, D. Bazzacco, P. Bednarczyk, M. Bellato, G. Benzoni, L. Berti, D. Bortolato, B. Bruyneel, F. Camera, M. Ciemala, P. Cocconi, A. Colombo, A. Corsi, F. Crespi, A. Czermak, B. Dulny, E. Farnea, B. Fornal, S. Franchoo, A. Gadea, A. Giaz, A. Gottardo, X. Grave, J. Grębosz, M. Gulmini, H. Hess, R. Isocrate, G. Jaworski, M. Kicińska-Habior, M. Kmiecik, N. Kondratyev, A. Korichi, W. Korten, G. Lehaut, S. Lenzi, S. Leoni, S. Lunardi, G. Maron, R. Menegazzo, D. Mengoni, E. Merchán, W. Męczyński, C. Michelagnoli, P. Molini, D. Napoli, R. Nicolini, M. Nii-kura, M. Palacz, G. Rampazzo, F. Recchia, N. Redon, P. Reiter, D. Rosso, E. Sahin, J. Srebrny, I. Stefan, O. Stézowski, J. Styczeń, N. Toniolo, C. Ur, V. Vandone, B. Wadsworth, A. Wiens, K. Wrzosek-Lipska, M. Zielińska, M. Ziębliński
Acta Physica Polonica B42, 817, 2011

Inne artykuły opublikowane przy współudziale autorki:

- „*Testing of the PARIS LaBr₃-NaI Phoswich detector with high energy gamma-rays*”,
M. Ziębliński, M. Jastrząb, Neha Dokania, V. Nanal, S. Brambilla, P. Bednarczyk, M. Ciemała, E. Dutkiewicz, M. Kmiecik, M. Krzysiek, J. Lekki, A. Maj, Z. Szklarz, B. Wasilewska, M. Dudeło, **K. Hadyńska-Klęk**, P. Napiorkowski, B. Genolini, Ch. Schmitt, W. Catford, M. Nakhostin, N. Yavuzkanat, O. Dorvaux, R. G. Pillay, M. S. Pose, S. Mishra, S. Mathimalar, V. Singh, N. Katyan, D. R. Chakrabarty, V. M. Datar, Suresh Kumar, G. Mishra, S. Mukhopadhyay, D. Pandit, S. Erturk
Acta Physica Polonica B44, 651, 2013
- „*Electromagnetic properties of ¹⁰⁰Mo - experimental results and theoretical description of quadrupole degrees of freedom*”,
K. Wrzosek-Lipska, L. Próchniak, M. Zielińska, **K. Hadyńska-Klęk**, J. Iwanicki, M. Kisieliński, M. Kowalczyk, P. J. Napiorkowski, D. Piętak, J. Srebrny, T. Czosnyka
Physical Review C86, 064305, 2012
- „*Decay properties of long-lived isomers in the odd-odd N=81 nucleus ¹⁴⁶Tb compared to the ¹⁴⁸Ho and ¹⁵⁰Tm nuclei*”,
J. Kownacki, Ch. Droste, T. Morek, E. Ruchowska, R. M. Lieder, M. Kisieliński, M. Kowalczyk, J. Andrzejewski, J. Perkowski, P. J. Napiorkowski, K. Wrzosek-Lipska, M. Zielińska, A. Kordyasz, A. Korman, **K. Hadyńska-Klęk**, E. Grodner, J. Mierzejewski, J. Srebrny
Physical Review C83, 027301, 2011
- „*Coulomb excitation of the 3⁻ isomer in ⁷⁰Cu*”,
E. Rapisarda, I. Stefanescu, D. Balabanski, B. Bastin, A. Blazhev, N. Bree, M. Danchev, B. Bruyneel, T. Davinson, P. Delahaye, J. Diriken, J. Eberth, G. Georgiev, D. Fedorov, V. Fedosseev, E. Fiori, S. Franchoo, C. Fransen, K. Geibel, K. Gladnishki, **K. Hadyńska-Klęk**, H. Hess, K. Heyde, M. Huyse, O. Ivanov, J. Iwanicki, J. Jolie, M. Kalkuehler, T. Kröll, R. Krücken, U. Köster, G. LoBianco, R. Lozeva, B. Marsh, S. Nardelli, F. Nowacki, N. Patronis, P. Reiter, M. Seidlitz, K. Sieja, N. Smirnova, J. Srebrny, J. Van De Walle, P. Van Duppen, N. Warr, F. Wenander, K. Wimmer, K. Wrzosek, S. Zemlyanoi, M. Zielinska
Physical Review C84, 064323, 2011
- „*Shape evolution in heaviest stable even-even molybdenum isotopes studied via coulomb excitation*”,
K. Wrzosek-Lipska, M. Zielińska, **K. Hadyńska-Klęk**, Y. Hatsukawa, J. Iwanicki, J. Katakura, M. Kisieliński, M. Koizumi, M. Kowalczyk, H. Kusakri,

M. Matsuda, T. Morikawa, P. J. Napiorkowski, A. Osa, M. Oshima, L. Pięnkowski, D. Piętak, L. Próchniak, T. Shizuma, J. Srebrny, M. Sugawara, Y. Toh, K. Zając

International Journal of Modern Physics E20, 2, 2011

- „*Quadrupole Moment of the 2^+ State in ^{100}Mo* ”,
K. Wrzosek-Lipska, M. Zielińska, **K. Hadyńska-Klęk**, J. Iwanicki, D. Piętak, M. Kisieliński, M. Kowalczyk, P. J. Napiorkowski, J. Srebrny
Acta Physica Polonica B42, 803, 2011
- „*Development of Slowed Down Beams at the Fragment Separator for Fair*
F. Naqvi, P. Boutachkov, M. Górská, J. Gerl, F. Farinon, E. T. Gregor, **K. Hadyńska**, A. Jhingan, R. Janik, I. Kojouharov, N. A. Kondratyev, M. A. G. Alvarez, I. Mukha, P. Napiorkowski, C. Nociforo, D. Pietak, W. Prokopowicz, S. Pietri, A. Prochazka, H. Schaffner, P. Strmen, H. Weick, H. J. Wollersheim
Acta Physica Polonica B42, 725, 2011
- „*DSA lifetime measurements of ^{124}Cs against a background of time-reversal symmetry*”,
E. Grodner, A. A. Pasternak, J. Srebrny, M. Kowalczyk, J. Mierzejewski, M. Kisieliński, P. Decowski, Ch. Droste, J. Perkowski, T. Abraham, J. Andrzejewski, **K. Hadyńska-Klęk**, Ł. Janiak, A. Kasperek, T. Marchlewski, P. Napiorkowski, J. Samorajczyk
Journal of Physics: Conference Series 381 012067, 2011
- „*Lifetime measurements and Coulomb excitation of light Hg nuclei*”
A. Petts, P. A. Butler, T. Grahn, A. Blazhev, N. Bree, B. Bruyneel, J. Cederkal, E. Clement, T. E. Cocolios, A. Dewald, J. Eberth, L. Fraile, C. Fransen, M. B. Hornillos, P. T. Greenlees, A. Görgen, M. Guttormsen, **K. Hadyńska**, K. Helariutta, R. D. Herzberg, M. Huyse, D. G. Jenkins, J. Jolie, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, S. Knapen, T. Kröll, R. Krueken, A. C. Larsen, M. Leino, J. Ljungvall, P. Maierbeck, P. L. Marley, B. Melon, P. J. Napiorkowski, M. Nyman, R. D. Page, J. Pakarinen, G. Pascovici, N. Patronis, P. J. Peura, E. Piselli, Th. Pissulla, P. Rahkila, P. Reiter, J. Sar, M. Scheck, C. Scholey, A. Semchenkov, S. Siem, I. Stefanescu, J. Sorri, J. Uusitalo, J. Van de Walle, P. VanDuppen, D. Voulot, R. Wadsworth, N. Warr, D. Weisshaar, F. Wenander, M. Zielinska
American Institute of Physics, Conference Proceedings 1090, 414, 2008
- „*New gamma-particle detection set-up for Coulomb excitation experiments - Towards determination of triaxiality of ^{100}Mo* ”,
K. Wrzosek, M. Zielińska, T. Czosnyka, J. Choiński, **K. Hadyńska**, J. Iwanicki, M. Kisieliński, M. Kowalczyk, J. Kownacki, P. Napiorkowski, D. Piętak, J. Srebrny, K. Zając
Acta Physica Polonica B39, 513, 2008

Spis treści

Spis rysunków	5
Spis tabel	7
Streszczenie	9
Wstęp	11
1 Zarys teorii	17
1.1 Własności elektromagnetyczne jąder atomowych	17
1.2 Elementy teorii reakcji jądrowych	20
1.2.1 Reakcje quasi-elastyczne – transfer	23
1.2.2 Reakcje przez jądro złożone – fuzja-ewaporacja	25
1.3 Metoda wzbudzeń kulombowskich	27
1.3.1 Przybliżenie półklasyczne w modelu rozpraszania	28
1.3.2 Formalizm procesu wzbudzenia kulombowskiego	30
1.3.3 Deekscytacja stanów wzbudzonych	34
1.4 Opis własności stanów wzbudzonych. Wielkości spektroskopowe . . .	37
1.5 Deformacje jądrowe	39
1.5.1 Moment kwadrupolowy	40
1.6 Model rotacyjny	41
1.6.1 Rotacyjny schemat sprzężeń	42
1.7 Kwadrupolowe reguły sum	43
1.8 Elementy teorii modelu powłokowego	45
1.8.1 Model powłokowy układu wielu cząstek oddziałujących	48
2 Dotychczasowe informacje o jądrze ^{42}Ca	51
2.1 Schemat niskoleżących stanów wzbudzonych jądra ^{42}Ca	52
2.2 Pozostałe znane informacje o jądrze ^{42}Ca	52
2.2.1 Wzbudzenie kulombowskie jądra ^{42}Ca	53
2.2.2 Czasy życia stanów wzbudzonych	55
2.2.3 Współczynniki rozgałęzień	58
2.2.4 Współczynniki zmieszania $\delta(E2/M1)$	59

3	Wzbudzenie kulombowskie jądra ^{42}Ca. Układ eksperymentalny	61
3.1	Akcelerator Tandem-XTU	62
3.2	Układ eksperymentalny: AGATA i DANTE	62
3.2.1	Spektrometr AGATA	63
3.2.2	Układ detekcyjny DANTE	70
3.2.3	Elektronika i odczyt danych	72
4	Wzbudzenie kulombowskie jądra ^{42}Ca. Analiza danych	77
4.1	Ewolucja – od widm bezpośrednich do widm ostatecznych	77
4.1.1	Kalibracja wydajnościowa detektorów promieniowania γ	78
4.2	Widma eksperymentalne	84
4.2.1	Obserwacja linii nieznanego pochodzenia	87
5	Badanie rozpadu stanu wzbudzonego 2_2^+ w ^{42}Ca	91
5.1	Motywacja	91
5.2	Układ eksperymentalny	91
5.2.1	Warszawski cyklotron U200P	91
5.2.2	Układ EAGLE	93
5.3	Opis eksperymentu	94
5.4	Wyniki	97
5.4.1	Schemat poziomów ^{42}Ca	97
5.4.2	Współczynnik rozgałęzienia ($2_2^+ \rightarrow 0_1^+/2_2^+ \rightarrow 2_1^+$) w ^{42}Ca	99
6	Problem transferu podbarierowego	101
6.1	Rozkład kątowy promieniowania γ	101
6.2	Reakcja transferu podbarierowego	103
6.3	Reakcja transferu podbarierowego - wątpliwości	104
7	Zjawisko superdeformacji w izotopie ^{42}Ca	111
7.1	Program GOSIA	111
7.1.1	Program SIGMA	115
7.2	Program JACOB	116
7.3	Analiza danych. Problem deekscytacji stanu 2_2^+	118
7.4	Elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{42}Ca	119
7.5	Niediagonalne elementy macierzowe przejść typu $E2$	121
7.6	Diagonalne elementy macierzowe przejść typu $E2$	123
7.7	Elementy macierzowe przejść typu $M1$	123
7.8	Poszukiwanie minimum w przestrzeni χ^2	124
7.9	Parametry deformacji kwadrupolowej $\langle Q^2 \rangle$ i $\bar{\beta}$	125
7.10	Wpływ poszczególnych elementów macierzowych $E2$ na parametr $\langle Q^2 \rangle$	127
7.11	Interpretacja teoretyczna	131

8 Perspektywy	135
8.1 Wzbudzenie kulombowskie izotopu ^{40}Ca	135
8.2 Pomiary czasów życia i wzbudzenie kulombowskie izotopu ^{40}Ar . . .	139
Podsumowanie	141
A Pliki wejściowe do programu GOSIA	145
B Względne intensywności przejść γ	151
C Źródła kalibracyjne promieniowania γ	153
Bibliografia	155

Spis rysunków

0-1	Momenty bezwładności wyznaczone dla pasm bocznych w ^{40}Ca i ^{42}Ca	12
0-2	Rozpad GDR ^{46}Ti do ^{42}Ca	13
1-1	Zderzenia ciężkich jonów	20
1-2	Przekrój czynny reakcji w zależności od momentu pędu	22
1-3	Schemat rozpadu jądra złożonego	27
1-4	Definicja układów współrzędnych LAB i CM	29
1-5	Opis kształtu jądra zdeformowanego kwadrupolowo	40
1-6	Sekwencja stanów wzbudzonych w modelu powłokowym	48
2-1	Schemat niskoleżących stanów wzbudzonych jądra ^{42}Ca	54
3-1	Akcelerator Tandem-XTU w INFN LNL Legnaro	62
3-2	Pojedynczy detektor HPGe spektrometru AGATA	63
3-3	Geometria kryształów spektrometru AGATA	64
3-4	Schematyczny rysunek układu AGATA	65
3-5	Układ AGATA w LNL Legnaro	66
3-6	Oddziaływanie promieniowania γ z materią	68
3-7	Trajektoria pojedynczego kwantu γ w kryształach	69
3-8	Możliwe trajektorie kwantu γ rozproszonego w kryształach	69
3-9	Detektor DANTE	71
3-10	Zdjęcie detektora DANTE	72
3-11	Schemat układu odczytu sygnału z detektora AGATA	74
3-12	System akwizycji danych układu AGATA+detektory pomocnicze	75
4-1	Wydayność detektora AGATA - widma bezpośrednie	79
4-2	Wydayność detektora AGATA z podziałem na klastry	80
4-3	Widmo promieniowania γ – rdzeń kryształów A001 i C005	81
4-4	Wydayność detektora AGATA - pierwsza rekonstrukcja	82
4-5	Kształt linii γ	82
4-6	Wydayność detektora AGATA – pierwsza i ostatnia rekonstrukcja	84
4-7	Widmo γ – pierwsza i ostatnia rekonstrukcja	85
4-8	Widmo cząstek naładowanych	85
4-9	Widmo czasu koincydencji cząstka- γ	86
4-10	Nakładanie warunków na widma γ (^{42}Ca)	87

4-11	Widmo promieniowania γ (^{42}Ca)	88
4-12	Widmo promieniowania γ (^{42}Ca) z oznaczeniem dodatkowych przejść	89
5-1	Cyklotron U200P, ŚLCJ UW	92
5-2	Układ EAGLE, ŚLCJ UW	93
5-3	Rozkład momentów pędu w reakcji $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}\rightarrow^{44}\text{Ti}^*$	96
5-4	Populacja stanów wzbudzonych dla jądra ^{42}Ca ($0n2p0\alpha$) (COMPA)	96
5-5	Schemat rozpadu $^{42}\text{Sc}\rightarrow^{42}\text{Ca}+e^++\nu$	97
5-6	Widmo promieniowania γ – rozpad $^{42}\text{Sc}\rightarrow^{42}\text{Ca}+e^++\nu$	98
6-1	Schemat niskoleżących stanów wzbudzonych w jądrze ^{43}Ca	102
6-2	Przekrój czynny na reakcję $^{208}\text{Pb}(^{42}\text{Ca}, ^{43}\text{Ca})^{207}\text{Pb}$ (FRESCO)	103
6-3	Zestawienie wyników dla tarczy ^{208}Pb	104
6-4	Wzbudzenie kulombowskie ^{42}Ca – koincydencje γ - γ	105
6-5	Widmo promieniowania γ z reakcji $^{42}\text{Ca}+^{197}\text{Au}$	106
6-6	Przekrój czynny na reakcję $^{197}\text{Au}(^{42}\text{Ca}, ^{43}\text{Ca})^{196}\text{Au}$ (FRESCO)	107
6-7	Zestawienie wyników dla tarczy ^{197}Au	107
6-8	Reakcja transferu – zestawienie widm	108
6-9	Widmo promieniowania γ (Pb)	109
7-1	Schemat działania programów GOSIA i SIGMA	115
7-2	Schemat działania programu JACOB	116
7-3	Schemat stanów wzbudzonych ^{42}Ca	120
7-4	Porównanie wyników – program GOSIA i JACOB	125
7-5	Wartości $\bar{\beta}$ dla stanów 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ , 2_2^+	127
7-6	Pętla $E2 \times E2$	128
7-7	Wzbudzenie 4p4h w jądrze ^{42}Ca – schemat	131
7-8	Schemat poziomów ^{42}Ca – eksperyment a model powłokowy	132
7-9	Diagram Nilssona	134
8-1	Schemat stanów wzbudzonych jądra ^{40}Ca	136
8-2	Pierwszy klaster układu PARIS	138
8-3	Budowa układu PARIS	138
8-4	Schemat stanów wzbudzonych jądra ^{40}Ar	140

Spis tabel

1.1	Prawdopodobieństwa wzbudzenia dla wybranych multipolowości . . .	34
2.1	Niskoleżące stany wzbudzone w jądrze ^{42}Ca	53
2.2	Czasy życia stanów wzbudzonych w jądrze ^{42}Ca	56
2.3	Współczynniki rozgałęzień przejść γ w jądrze ^{42}Ca	58
2.4	Współczynniki zmieszania w jądrze ^{42}Ca	59
3.1	Zestaw kryształów AGATA - pomiar COULEX	66
5.1	Geometria układu EAGLE.	94
5.2	Kanały reakcji $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}\rightarrow^{44}\text{Ti}^*$ (COMPA)	95
5.3	Kanały reakcji $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}\rightarrow^{44}\text{Ti}^*$ (PACE4)	95
5.4	Współczynnik rozgałęzienia linii 2424 keV/899 keV.	99
7.1	Elementy macierzowe przejść $E2$	121
7.2	Diagonalne elementy macierzowe przejść $E2$	123
7.3	Elementy macierzowe przejść typu $M1$	124
7.4	Wartości parametrów $\langle Q^2 \rangle$ oraz $\bar{\beta}$	127
7.5	Wpływ poszczególnych pętli $E2 \times E2$ na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$.	130
7.6	Elementy macierzowe $\langle I_i E2 I_f \rangle$. Zestawienie z obliczeniami	133
B.1	Względne intensywności przejść γ , $^{42}\text{Ca}+^{197}\text{Au}$	152
B.2	Względne intensywności przejść γ , $^{42}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$	152
C.1	Dane literaturowe dla źródła ^{152}Eu	153
C.2	Dane literaturowe dla źródła ^{226}Ra	154

Streszczenie

Niniejsza praca jest poświęcona badaniu struktury superzdeformowanej w jądrze ^{42}Ca .

W pracy przedstawiono dwa komplementarne eksperymenty: wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca , przeprowadzonego z wykorzystaniem układu AGATA+DANTE w INFN Laboratori Nazionali di Legnaro we Włoszech, oraz reakcji fuzji-ewaporacji $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$, przeprowadzonej przy użyciu spektrometru promieniowania γ EAGLE w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW. Zaprezentowano wyniki analizy obu pomiarów.

Wyznaczono bogaty zestaw zredukowanych elementów macierzowych przejść typu $E2$ opisujących strukturę elektromagnetyczną niskoleżących stanów wzbudzonych w izotopie ^{42}Ca , z którego metodą nieważonych energetycznie kwadrupolowych reguł sum obliczono parametry deformacji tego jądra w stanach 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ oraz 2_2^+ .

Po raz pierwszy opisano superdeformację stanów w paśmie bocznym. Wyniki zestawiono z przewidywaniami obliczeń na gruncie modelu powłokowego.

Abstract

This thesis is focused on investigation of the superdeformed structure in ^{42}Ca .

Two complementary experiments have been presented: Coulomb excitation of ^{42}Ca performed using the AGATA+DANTE setup at the INFN Laboratori Nazionali di Legnaro, Italy, as well as the $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$ fusion-evaporation measurement carried out with the EAGLE gamma-ray spectrometer at the Heavy Ion Laboratory, University of Warsaw. Results from both measurements are shown.

A rich set of reduced $E2$ matrix elements was determined, describing electromagnetic properties of low-lying states in ^{42}Ca . Shape parameters for the 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ and 2_2^+ states in ^{42}Ca were extracted using the non-energy-weighted quadrupole sum rules method.

The superdeformed character of states in the side band has been described for the first time. The results are compared with the predictions of modern shell model calculations.

Wstęp

Niniejsza praca jest poświęcona badaniom struktury kolektywnej w jądrze ^{42}Ca . Celem prezentowanych badań jest poszukiwanie i opis stanów superzdeformowanych w tym jądrze atomowym.

Zjawisko superdeformacji w jądrach atomowych jest badane od lat osiemdziesiątych, kiedy po raz pierwszy w jądrze ^{152}Dy odkryto bardzo regularne pasmo rotacyjne o deformacji znacznie większej, niż spotykano dotychczas [1]. Struktury o bardzo dużych deformacjach zostały zidentyfikowane następnie w innych jądrach z obszaru ziem rzadkich (obszar mas $A=150-200$), jak również w jądrach ciężkich ($A\sim 250$) oraz lżejszych ($A\sim 80$), jednak w żadnym ze wspomnianych tu przypadków nie udało się zaobserwować stanów będących podstawami pasm superzdeformowanych.

Typowe stany superzdeformowane odpowiadają deformacji kwadrupolowej o stosunku długiej osi symetrii jądra do osi krótkiej równemu około 2, co odpowiada parametrowi deformacji $\beta = 0.5-0.6$. Pasma superzdeformowane charakteryzują się dużymi momentami pędu (częstość rotacji $\hbar\omega = 0.6-0.7$ MeV), stosunkowo dużym dynamicznym momentem bezwładności (dla jąder ciężkich ($A\sim 250$) moment bezwładności sięga $100\hbar^2/\text{MeV}$, natomiast w jądrach lżejszych ($A\sim 80$) jest mniejszy – $10-20\hbar^2/\text{MeV}$). Podobnie jak w przypadku momentu bezwładności, wewnętrzny moment kwadrupolowy jest bardzo duży w jądrach ciężkich (sięga nawet 25 eb), natomiast mniejszy w jądrach lżejszych (pojedyncze jednostki eb). W większości przypadków nieznane są przejścia łączące stany superzdeformowane ze stanami o mniejszej deformacji (pasma o dużych deformacjach są dobrze oddzielone od struktur o mniejszej deformacji).

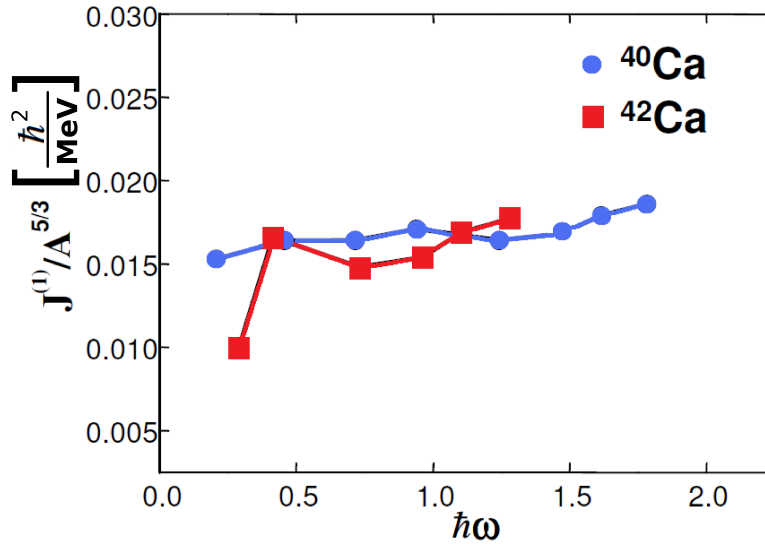
Pasma o podobnie wysokiej deformacji są także obserwowane w obszarze mas $A\sim 40$, jednak, co ciekawe, w jądrach lekkich superdeformacja pojawia się już przy niskich spinach, gdzie moment bezwładności sięga $10\hbar^2/\text{MeV}$. Stany 0^+ , będące podstawami tych pasm, są znane, jak również obserwowano drogi rozpadu do stanów o niższej deformacji. Jednocześnie wysokie momenty bezwładności i regularna struk-

tura rotacyjna odpowiadają charakterystyce pasm superzdeformowanych z obszaru ziem rzadkich.

Tego typu struktury zaobserwowano w jądrach ^{36}Ar [2], ^{38}Ar [3, 4], ^{40}Ar [5], ^{44}Ti [6] oraz ^{40}Ca .

Szczególnie ważna jest obecność dużej deformacji w jądrze ^{40}Ca . Zdeformowane pasmo boczne w tym izotopie zostało zidentyfikowane i opisane w pracach [7] oraz [8]. Zaprezentowano w nich wyniki pomiaru produktów reakcji $^{28}\text{Si}(^{20}\text{Ne}, 2\alpha)^{40}\text{Ca}$, który wykonano z użyciem 101 detektorów HPGe układu GAMMASPHERE pracujących w koincydencji z zestawem 95 detektorów CsI(Tl) układu MICROBALL w Argonne National Laboratory (USA). Kanał reakcji był wybierany przez rejestrację cząstki α w detektorze CsI. Metodą analizy kształtu rozmytych dopplerowsko linii γ jąder ^{40}Ca (DSAM) wyznaczono deformację pasma opartego na stanie 0^+ o energii 5.2 MeV równą $\beta_2 = 0.59 (+0.11; -0.07)$, co wskazuje że to pasmo ma charakter superzdeformowany w tym izotopie. Jego struktura została zinterpretowana w ramach modelu powłokowego [9].

Przesłanką do twierdzenia, że w sąsiednim izotopie ^{42}Ca struktura pasma bocznego jest silnie zdeformowana, jest również fakt, że momenty bezwładności omawianych pasm w izotopach ^{40}Ca i ^{42}Ca są do siebie zbliżone [10].



Rysunek 0-1: Momenty bezwładności wyznaczone dla pasm bocznych w ^{40}Ca oraz ^{42}Ca [10].

Figure 1 displays the energy level scheme for ^{46}Ti . The top panel shows a plot of experimental data points (black squares) with error bars, fitted by a theoretical curve (solid line). The bottom panel is a detailed energy level diagram showing levels from 0^+ to 9^- with various transition energies labeled in keV. A large grey arrow points from the top panel to the bottom panel, indicating the data source.

13

W oparciu o uzyskane wyniki obserwacji rozpadu GDR postawiono hipotezę o preferencyjnym zasilaniu stanów o dużej deformacji przez niskoenergetyczną składową GDR [14]. Podobny efekt zaobserwowano również w pracy [15]. Prowadzi to do wniosku, że jądra gorące o wysokich spinach, które rozpadają się z emisją jednej cząstki alfa, w dużej mierze zachowują wielkość deformacji, co prawdopodobnie wynika z dużej szybkości procesu wyparowania.

Aby dokładnie poznać i zrozumieć strukturę stanów wzbudzonych w jądrze ^{42}Ca , przeprowadzono dwa komplementarne pomiary – wzbudzenia kulombowskiego oraz fuzji-ewaporacji.

Wzbudzenie kulombowskie jest precyzyjną metodą wyznaczania elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych. Jej niewątpliwą zaletą jest selektywne wzbudzanie stanów kolektywnych w jądrach atomowych. Ze zmierzonych intensywności przejść γ można otrzymać pełną informację o strukturze niskoleżących stanów wzbudzonych badanego jądra. Ta metoda badawcza pozwala na wyznaczenie prawdopodobieństw przejść elektromagnetycznych, które mogą posłużyć do obliczenia parametrów deformacji jądra w jego stanach wzbudzonych. W odróżnieniu od pomiarów czasów życia, metoda wzbudzeń kulombowskich pozwala na populowanie stanów zaczynając od stanu podstawowego, przez co redukuje się możliwość zasilania stanów z nieznanymi przejściami lub niezbadanych wcześniej kanałów reakcji. Metoda wzbudzeń kulombowskich pozwala na opis deformacji stanów wzbudzonych będących podstawami pasm o dużej deformacji, jak również umożliwia zbadanie dynamiki zmian deformacji wzdłuż pasma. Jest to unikalna metoda dająca możliwość wyznaczenia elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych, które nigdy wcześniej nie były obserwowane w innego typu eksperymentach spektroskopii promieniowania γ . W przypadku jądra ^{42}Ca takie nieobserwowane przejście γ o energii 587 keV, które łączy stany 2_2^+ i 0_2^+ , jest kluczowe z punktu widzenia wyznaczenia parametrów deformacji jądra w stanie 0_2^+ , będącym podstawą pasma bocznego. Ponadto metoda wzbudzeń kulombowskich pozwala na wyznaczenie względnych znaków elementów macierzowych, jak również momentów diagonalnych bezpośrednio związanych z ładunkiem jądra w danym stanie wzbudzonym.

Dokładny opis metody wzbudzenia kulombowskiego zawarty jest w rozdziale 1 razem z wprowadzeniem do teorii jądra atomowego w zakresie niezbędnym do właściwego opisu i zrozumienia efektów obserwowanych w obu omawianych pomiarach.

Dotychczasowe informacje o strukturze jądra ^{42}Ca w zakresie niskich energii wzbudzenia (do ok. 4 MeV) są zebrane w rozdziale 2.

Eksperyment wzbudzenia kulombowskiego, który stanowi podstawę do wnioskowania na temat deformacji stanów wzbudzonych w jądrze ^{42}Ca , został przeprowadzony w Laboratori Nazionali di Legnaro we Włoszech. W rozdziale 3 przedstawiono układ eksperymentalny. Do pomiaru kwantów γ pochodzących z deekscytacji stanów wzbudzonych w tym izotopie po raz pierwszy w historii użyto spektrometru AGATA, opartego na technologii segmentowanych elektrycznie kryształów HPGe i wykorzystującego metodę śledzenia oraz rekonstrukcji energii kwantów γ . Do rejestracji rozproszonych jonów wapnia zastosowano zestaw detektorów MCP układu DANTE. Szczegółowa analiza danych z tego eksperymentu została opisana w rozdziale 4 niniejszej pracy. Omawiany pomiar był pierwszym dedykowanym projektem poszukiwania i opisu niskoleżących stanów superdeformowanych w jądrach atomowych metodą wzbudzeń kulombowskich.

Ze względu na zaobserwowanie silnych linii nieznanego pochodzenia w zmierzonym widmie γ , przeprowadzono eksperyment komplementarny, którego celem było potwierdzenie znanego schematu poziomów jądra ^{42}Ca . Pomiar został przeprowadzony w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW w Warszawie. Do pomiaru promieniowania γ po raz pierwszy wykorzystano spektrometr EAGLE w konfiguracji 15 detektorów HPGe udostępnionych przez konsorcjum GAMMAPOOL (EUROBALL, Phase 1). Dokładny opis pomiaru wraz z wynikami przedstawiono w rozdziale 5.

Rozdział 6 zawiera opis reakcji jednoneutronowego transferu podbarierowego, która nieoczekiwanie została zaobserwowana w trakcie omawianego eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego. Sam mechanizm reakcji budzi wątpliwości, rozważaniu których poświęcony jest rozdział 6.3.

Wyniki pomiaru przeprowadzonego w Warszawie jednoznacznie pokazały, że dotychczasowy schemat poziomów jądra ^{42}Ca jest prawidłowy. Pozwoliło to na ukończenie analizy danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego. Bogaty zestaw wyznaczonych elementów macierzowych przejść $E2$, który wyznaczono z dostępnych danych doświadczalnych, został zamieszczony w rozdziale 7 niniejszej pracy.

W rozdziale 7.9 pracy zamieszczono parametry deformacji stanów 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ (pasma stanu podstawowego) oraz 0_2^+ , 2_2^+ (pasma boczne), które zostały wyznaczone metodą nieważonych energetycznie kwadrupolowych reguł sum. Uzyskane wyniki wskazują na silną deformację stanów wzbudzonych w badanym jądrze, a w szczególności stan 2_2^+ spełnia kryteria superdeformacji. Obserwacja zmiennej deformacji wzdłuż pasma bocznego wymaga interpretacji teoretycznej. Wstępna dyskusja wy-

ników obecnego pomiaru wzbudzenia kulombowskiego izotopu ^{42}Ca została przeprowadzona w porównaniu z wynikami obliczeń w ramach modelu powłokowego (rozdział 7.11).

W rozdziale 8 autorka opisała planowane badania, które będą stanowić naturalną kontynuację poszukiwania superdeformacji w jądrach z okolicy $A \sim 40$: wzbudzenie kulombowskie jądra ^{40}Ca oraz kombinacja wzbudzenia kulombowskiego z pomiarami czasów życia w izotopie ^{40}Ar .

Rozdział 1

Zarys teorii

Niniejszy rozdział jest poświęcony krótkiemu opisowi teorii jądra atomowego w zakresie problemów poruszanych w prezentowanej rozprawie doktorskiej. Zostały w nim przedstawione elementy teorii wzbudzeń kulombowskich, rozpadu stanów wzbudzonych z emisją promieniowania γ , zarys teorii reakcji jądrowych ze szczególnym uwzględnieniem reakcji fuzji-ewaporacji oraz transferu, jak również elementy teorii modelu powłokowego.

1.1 Własności elektromagnetyczne jąder atomowych

Prawdopodobieństwo przejścia ze stanu ψ_i do ψ_f w kwantowej teorii zaburzeń jest dane zależnością:

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f | H | \psi_i \rangle|^2 \rho_f(E), \quad (1.1)$$

gdzie $\rho_f(E)$ to gęstość stanów końcowych na jednostkę energii.

Wyrażenie to można stosować, jeśli H jest małym zaburzeniem w stosunku do energii przejścia (tj. nie zmienia funkcji falowych stanu początkowego i końcowego). Warunek ten jest spełniony dla oddziaływań elektromagnetycznych w jądrze atomowym.

Przejściom elektromagnetycznym ze stanu ψ_i do ψ_f towarzyszy emisja kwantu γ o energii $h\nu = E_i - E_f$ [16]. Zależność ta pozwala wyznaczyć energię poziomów w jądrze atomowym. Stany ψ_i oraz ψ_f opisywane są przez funkcje własne momentu pędu i parzystości, zatem wielkości te muszą być zachowane przy przejściu między poziomami jądrowymi. Stąd wynika, że kwanty γ muszą być stanami własnymi momentu pędu i parzystości.

Falę elektromagnetyczną można przedstawić jako złożenie pól elektrycznego i magnetycznego. Wektory pola elektrycznego \vec{E} oraz magnetycznego \vec{B} można rozłożyć na multipole:

$$E(r) = \text{const} \cdot Y_{l,m}(\theta, \varphi), \quad (1.2)$$

$$B(r) = \text{const} \cdot Y_{l,m}(\theta, \varphi), \quad (1.3)$$

gdzie $Y_{l,m}(\theta, \varphi)$ to harmonika sferyczna.

Parzystość przejść z emisją kwantu γ :

- $\pi_\gamma = (-1)^l$ dla przejść elektrycznych,
- $\pi_\gamma = (-1)^{l+1}$ dla przejść magnetycznych.

Stąd przy przejściu γ dla promieniowania elektrycznego El zachodzi zależność:

$$\pi_f = (-1)^l \pi_i, \quad (1.4)$$

a dla promieniowania magnetycznego:

$$\pi_f = (-1)^{l+1} \pi_i. \quad (1.5)$$

l -ta składowa pola elektromagnetycznego niesie moment pędu $\sqrt{l(l+1)}\hbar$ i ma rzut na oś kwantyzacji $m\hbar$. Promieniowanie odpowiadające l -tej składowej pola nazywa się „ 2^l -polowym”. W eksperymentach z dziedziny spektroskopii jądrowej najczęściej obserwuje się promieniowanie o $l=1$ (dipolowe), $l=2$ (kwadrupolowe) oraz $l=3$ (oktupolowe), jednak możliwa jest również obserwacja promieniowania $l=4$ (heksadekapolowego).

W trakcie emisji kwantu γ zachowane są parzystość, całkowity moment pędu i jego rzut na oś kwantyzacji:

$$\pi_i = \pi_f \cdot \pi_\gamma, \quad (1.6)$$

$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{l}, \quad (1.7)$$

$$m_i = m_f + m_\gamma. \quad (1.8)$$

Stąd wynika ograniczenie wartości orbitalnej liczby kwantowej l :

$$|I_i - I_f| \leq l \leq (I_i + I_f). \quad (1.9)$$

Powyższa reguła wyboru oraz zasada zachowania parzystości określają rodzaje przejść γ , jakie mogą zajść między stanami jądra o spinach $I_i^{\pi_i}$ a $I_f^{\pi_f}$. W szczególności zabronione są przejścia: $I_i = 0 \rightarrow I_f = 0$, ponieważ minimalny pęd, jaki unosi kwant γ jest równy $1\hbar$.

Prawdopodobieństwo przejścia elektromagnetycznego wyraża się w jednostkach Weisskopfa (inaczej jednocząstkowe oszacowanie Weisskopfa, W.u.). Jednostki Weisskopfa [16] są różne dla przejść elektrycznych i magnetycznych. Jako wzorec, do którego porównuje się obliczone lub obserwowane prawdopodobieństwa przejść, stosuje się wartość obliczoną dla przejścia jednego protonu z orbity jądrowej o spinie $I = \lambda$ do stanu podstawowego ($I = 0$):

$$W(E\lambda) = 4.4 \left(\frac{\lambda+1}{\lambda} \right) \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 \frac{1}{[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{197} \right)^{2\lambda+1} R^{2\lambda} 10^{21} [s^{-1}], \quad (1.10)$$

$$W(M\lambda) = 1.9 \left(\frac{\lambda+1}{\lambda} \right) \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 \frac{1}{[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{197} \right)^{2\lambda+1} R^{2(\lambda-1)} 10^{21} [s^{-1}], \quad (1.11)$$

Jednak częściej niż $[s^{-1}]$ stosuje się jednostki $[e^2 b^{2\lambda}]$ dla przejść elektrycznych oraz $[\mu_N^2 b^{2(\lambda-1)}]$ dla magnetycznych. Jednostki te przelicza się stosując następujące formuły dla przejść elektrycznych i dla przejść magnetycznych [17]:

$$B_W(E\lambda)[W.u.] = \frac{1.2^{2\lambda}}{4\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 A^{\frac{2}{3}\lambda} [e^2 b^{2\lambda}], \quad (1.12)$$

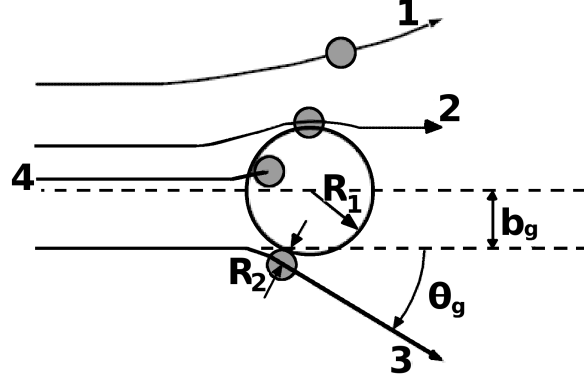
$$B_W(M\lambda)[W.u.] = \frac{10 \cdot 1.2^{2(\lambda-1)}}{\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 A^{\frac{2}{3}(\lambda-1)} [\mu_N^2 b^{2(\lambda-1)}], \quad (1.13)$$

gdzie:

- $\mu_N = \frac{e\hbar}{2Mc}$ – magneton Bohra,
- A – liczba masowa,
- λ – multipolowość przejścia,
- $[b]$ – barn ($1b = 10^{-24}\text{cm}^2$) – jednostka przekroju czynnego.

1.2 Elementy teorii reakcji jądrowych

W wyniku bombardowania jąder tarczy jonami wiązki, w zależności od parametru zderzenia b i energii kinetycznej E_0 padającej cząstki mogą zajść różne procesy. Podział reakcji jądrowych został schematycznie przedstawiony na rysunku 1-1.



Rysunek 1-1: Zderzenia ciężkich jonów – zależność toru pocisku od parametru zderzenia b . Rysunek zaczerpnięty z pracy [18].

W przypadku cząstki poruszającej się po torze 1, z uwagi na duży parametr zderzenia b , wpływ oddziaływania jądrowego jest mały w porównaniu z siłami kulombowskimi i jon wiązki ulega rozproszeniu. Cząstka poruszająca się po torze 2 oddziałuje z jądrem tarczy zarówno kulombowsko, jak również poprzez oddziaływania jądrowe – dochodzi wówczas do wymiany nukleonów między partnerami reakcji lub do całkowitego połączenia jąder wiązki i tarczy. Warunek oddzielenia reakcji bezpośrednich (przekazu nukleonów) od reakcji przez jądro złożone jest określony przez graniczny parametr zderzenia $b = b_g$. Wartości b_g odpowiada kąt muśnięcia θ_g (ang. *grazing*) oraz moment pędu l_g (tor 3), który zależy od energii kinetycznej padającej cząstki E_0 , potencjału $V(R)$ (sumy potencjału kulombowskiego i potencjału jądrowego) w następujący sposób:

$$l_g = p_0 \frac{R}{\hbar} \sqrt{1 - \frac{V(R)}{E_0}}, \quad (1.14)$$

gdzie p_0 jest początkowym pędem jądra wiązki, $R = R_1 + R_2$ to suma promieni jądra pocisku i tarczy (rysunek 1-1).

Dla parametru zderzenia $b \leq b_g$ zachodzą reakcje jądrowe. Zderzenie centralne przedstawia tor 4 na rysunku 1-1.

Proces rozpraszania jonów pocisku na jądrach tarczy może być opisany za pomocą rozkładu na fale parcjalne. Wiązka padająca zostaje w tym przypadku podzielona na koncentryczne strefy o promieniach odpowiadających określonym wartościom parametru zderzenia:

$$b = l \cdot \lambda, \quad (1.15)$$

gdzie λ jest długością fali padającej. Pęd cząstki znajdującej się w dowolnej strefie wynosi:

$$p = \frac{\hbar}{\lambda}. \quad (1.16)$$

Cząstki padające w l -tej strefie posiadają momenty pędu zawarte pomiędzy $l\hbar$ i $(l+1)\hbar$. Przekrój czynny na zderzenie w tej strefie, który odpowiada jej powierzchni, wynosi:

$$\sigma_l = (l+1)^2 \lambda^2 \pi - l^2 \lambda^2 \pi = (2l+1)\pi \lambda^2. \quad (1.17)$$

Można pokazać, że przekrój czynny na reakcję, w której zachodzi przekaz momentu pędu l , wyraża się wzorem:

$$\sigma(l) = \pi \lambda^2 (2l+1) T_l, \quad (1.18)$$

gdzie T_l jest współczynnikiem transmisji, który określa prawdopodobieństwo przeniknięcia cząstki przez barierę potencjału. W modelu ostrego obcięcia wynosi on:

$$T_l = \begin{cases} 1 & \text{dla } l \leq l_g, \\ 0 & \text{dla } l > l_g, \end{cases} \quad (1.19)$$

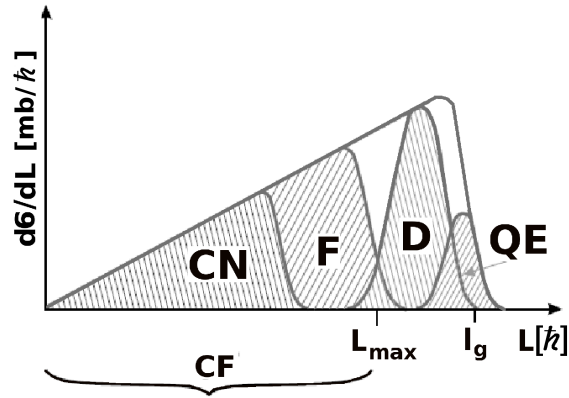
jednak w bardziej realistycznych modelach jest definiowany zależnością:

$$T_l = \frac{1}{1 + \exp[(l - l_g)/d]}, \quad (1.20)$$

gdzie d jest rozmyciem rozkładu momentu pędu i zależy od liczby masowej i energii pocisku.

Całkowity przekrój czynny na reakcję zawiera wkłady od różnych rodzajów oddziaływań partnerów reakcji. Rodzaj tego oddziaływania zależy od energii, momentu pędu oraz liczby atomowej i masowej partnerów reakcji. Przekrój czynny na reakcję pomiędzy dwoma jądrami w zależności od momentu pędu przedstawia rysunek 1-2. Dla małych wartości momentu pędu l , przy zderzeniach centralnych i prawie centralnych zachodzą reakcje fuzji. Układ powstały w wyniku fuzji może ulec natychmiasto-

wemu rozpadowi albo przejść w stan jądra złożonego. W tym ostatnim przypadku, dla mniejszych wartości momentu pędu zachodzi reakcja z utworzeniem jądra złożonego i z jego rozpadem poprzez wyparowanie cząstek lekkich (protony, neutrony, cząstki α), natomiast przy większych wartościach l szybka rotacja może prowadzić do rozszczepienia jądra złożonego. W szczególności dla ciężkich układów rozszczepienie jest dominującym kanałem rozpadu jądra złożonego. Moment pędu, przy którym bariera na rozszczepienie jest tak niska, że nie jest już możliwe powstanie trwałego układu, oznaczony jest na rysunku symbolem L_{max} . Dla momentów pędu większych od L_{max} zaczynają odgrywać rolę zderzenia głęboko nieelastyczne.



Rysunek 1-2: Przekrój czynny reakcji w zależności od momentu pędu. Wyróżnione obszary odpowiadają następującym procesom: CF - pełna fuzja (*complete fusion*), CN - jądro złożone (*compound nucleus*), F - rozszczepienie (*fission*), D - zderzenia głęboko nieelastyczne (*deep - inelastic*), QE - zderzenia quasi-elastyczne (*quasi - elastic*). Rysunek zaczerpnięty z pracy [19].

Reakcjom z momentem pędu w pobliżu l_g , zachodzącym z parametrem zderzenia b_g , odpowiadają procesy transferu jednego albo kilku nukleonów z tarczy do pocisku (lub w drugą stronę) oraz wzbudzenie kulombowskie. Ponieważ energie kinetyczne jąder biorących udział w tych reakcjach nieznacznie się zmieniają, określa się je jako zderzenia quasi-elastyczne.

Tematyka niniejszej pracy dotyczy quasi-elastycznych reakcji okołobarierowych: wzbudzeń kulombowskich (rozdział 1.3) oraz transferu podbarierowego (rozdział 1.2.1), jak również badania rozpadu produktów reakcji przez jądro złożone (fuzji-ewaporacji) (rozdział 1.2.2). Z tego powodu tylko te procesy zostaną szerzej omówione w dalszej części tego rozdziału.

1.2.1 Reakcje quasi-elastyczne – transfer

Reakcje transferu zaliczane są do reakcji wprost. W przeciwieństwie do reakcji przez jądro złożone, są to procesy jednostopniowe. Są to reakcje peryferyjne, które występują przy stosunkowo dużym parametrze zderzenia, a oddziaływanie zachodzi powierzchniowo.

Reakcje wprost klasyfikuje się w następujący sposób (na podstawie podręcznika [20]):

- rozpraszanie niesprężyste (np. (n, n') , (n, p)),
- zdercie jednonukleonowe (*stripping*) – przekaz jednego nukleonu z jądra pocisku do jądra tarczy (np. (d, n) , (d, p) , $(^3\text{He}, d)$),
- wychwyt jednonukleonowy (*pick-up*) – przekaz jednego nukleonu z jądra tarczy do jądra pocisku (np. (n, d) , (p, d) , $(d, ^3\text{He})$),
- zdercie wielonukleonowe,
- wychwyt wielonukleonowy,
- stripping ciężkiej cząstki.

Reakcje bezpośrednie wyróżniają się następującymi cechami:

1. rozkład kątowy produktów reakcji jest anizotropowy z maksimum dla małych kątów (większość cząstek jest mało odchylonych od kierunku wiązki) i ma charakter dyfrakcyjny,
2. przekrój czynny na reakcję bezpośrednią zmienia się gładko z energią cząstki bombardującej (nie występują rezonanse w krzywej wzbudzenia),
3. zachodzi emisja cząstek o wysokich energiach (wyższych, niż wynikałoby to z teorii statystycznej).

W pomiarze wzbudzenia kulombowskiego, którego analiza stanowi podstawę niniejszej pracy doktorskiej, zaobserwowano zjawisko transferu jednego neutronu z jądra tarczy do jądra pocisku (reakcja $^{208}\text{Pb}(^{42}\text{Ca}, ^{43}\text{Ca})^{207}\text{Pb}$). Ten proces nastąpił podbarierowo, co oznacza obserwację zjawiska pomimo zachowania separacji partnerów reakcji (kryteria doboru energii pocisku zostały szerzej przedstawione w rozdziale 1.3 niniejszej pracy, opisującym teorię wzbudzeń kulombowskich). Problem obserwacji transferu podbarierowego został szeroko omówiony w rozdziale 6 niniejszej pracy.

W procesie reakcji wychwytu jednego nukleonu, cząstka padająca nie przekazuje swojej energii na drodze wielu zderzeń wewnątrz jądra tarczy – przekazuje ją jednocześnie grupie nukleonów jądra, z którym oddziałuje. Bezpośrednio po tym zdarzeniu ze wzbudzonego jądra tarczy emitowany jest nukleon, który zostaje przechwycony przez jądro pocisku. Utworzone w ten sposób jądra są wzbudzone, zatem naturalną kontynuacją procesu jest emisja kwantów γ skorelowanych z procesem wychwytu.

Do opisu reakcji wprost stosuje się metody przybliżone: model optyczny, metodę kanałów sprzężonych czy przybliżenie Borna z falami odkształconymi.

W przypadku rozpraszania elastycznego, gdy kanał wyjściowy jest identyczny z kanałem wejściowym, do opisu zjawiska stosuje się *model optyczny*.

W przypadku rozpraszania nieelastycznego, gdy występuje wzbudzenie poziomów rotacyjnych jądra pocisku lub tarczy, potencjał optyczny powinien uwzględnić również deformację jądra. W tym celu stosuje się *model kanałów sprzężonych* (ang. *Coupled Channels, CC*).

W przypadku reakcji przekazu nukleonów, gdy w kanale wejściowym i wyjściowym reakcji mamy różne cząstki, sytuacja jest bardziej skomplikowana. Do opisu tego typu zjawisk stosuje się *przybliżenie Borna z falami odkształconymi* (ang. *Distorted Wave Born Approximation, DWBA*), przy założeniu słabego sprzężenia kanałów reakcji (co oznacza małe zaburzenie procesu rozpraszania elastycznego, będącego głównym procesem). Uwzględnia się rozpraszanie i absorpcję produktów reakcji, a ruch cząstek przed i po reakcji rozpraszania nieelastycznego jest opisywany za pomocą fal odkształconych (jest to suma fali płaskiej i fali rozproszonej na potencjale optycznym).

Na podstawie pracy [21] przekrój czynny na reakcję transferu $a + A \rightarrow B + b$ można zapisać w postaci:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA} = S_A S_B \frac{\mu_1 \mu_2}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_1}{k_2}\right) \sum |T_{12}|^2, \quad (1.21)$$

gdzie:

- μ_1 – masa zredukowana w kanale wejściowym,
- μ_2 – masa zredukowana w kanale wyjściowym,
- $\hbar k_1$ – pęd względny w kanale wejściowym,
- $\hbar k_2$ – pęd względny w kanale wyjściowym,

- S_A, S_B – czynniki spektroskopowe jąder A i B (niosące informację o strukturze jądra – opisują udział stanu jednocząstkowego o konkretnych liczbach kwantowych (l, j) w danym stanie jądra atomowego),
- T_{12} – amplituda przejścia z kanału wejściowego do kanału wyjściowego.

1.2.2 Reakcje przez jądro złożone – fuzja-ewaporacja

Reakcja fuzji (syntezy) prowadzi do utworzenia obiektu posiadającego łączną liczbę nukleonów jądra pocisku i tarczy. Powstały w ten sposób układ jest silnie wzbudzony – może się rozpaść od razu lub, po osiągnięciu stanu równowagi termodynamicznej, może przejść przez etap jądra złożonego, a następnie ulec rozpadowi na fragmenty.

Jądro złożone jest stanem pośrednim procesu (reakcji), w którym energia dostarczona do układu jest statystycznie rozdzielona pomiędzy wszystkie nukleony. Czas trwania jądra złożonego ($\sim 10^{-18}$ s) jest na tyle długi, że zgodnie z hipotezą niezależności Bohra [22], jądro „zapomina” w jaki sposób zostało utworzone i rozpada się zgodnie z dostępną energią i momentem pędu. Wybór kanału wyjściowego reakcji nie zależy od kanału wejściowego, który doprowadził do utworzenia jądra złożonego – zależy jedynie od własności utworzonego jądra: energii wzbudzenia, momentu pędu oraz parzystości.

Reakcja przez jądro złożone jest dwuetapowa:

$$a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b, \quad (1.22)$$

gdzie $b=n, p, \alpha, \gamma \dots$ oznacza cząstkę, która zostaje wyparowana z jądra złożonego.

Całkowity przekrój czynny na utworzenie jądra złożonego w najprostszym przypadku cząstek bezspinowych jest sumą wszystkich wartości przekrojów parcjalnych odpowiadających poszczególnym momentom pędu l :

$$\sigma_{CN} = \sum_l^{L_{max}} \sigma(l) = \pi \lambda^2 \sum_l^{L_{max}} \frac{2l+1}{1 + \exp[(l - L_{max})/d]}. \quad (1.23)$$

Przekrój czynny na rozpad z emisją cząstki x jest iloczynem przekroju czynnego na utworzenie jądra złożonego σ_{CN} oraz prawdopodobieństwa P_x wyemitowania tej cząstki:

$$\sigma_{CN,x} = \sigma_{CN} P_x. \quad (1.24)$$

Jądro złożone posiada określoną wartość energii wzbudzenia E^* oraz moment pędu l , który jest opisany rozkładem prawdopodobieństwa $d\sigma/dl$ (rysunek 1-2). Wartość energii wzbudzenia jądra można wyznaczyć z równania:

$$E^* = E_{cm} + Q, \quad (1.25)$$

gdzie E_{cm} jest energią pocisku (w układzie środka masy), a Q oznacza ciepło reakcji.

Jądro złożone charakteryzuje się energią wewnętrzną U zdefiniowaną jako różnica energii wzbudzenia E^* i energii rotacji jądra E_r :

$$U = E^* - E_r, \quad (1.26)$$

$$E_r = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J}, \quad (1.27)$$

gdzie I to spin jądra, J – moment bezwładności jądra.

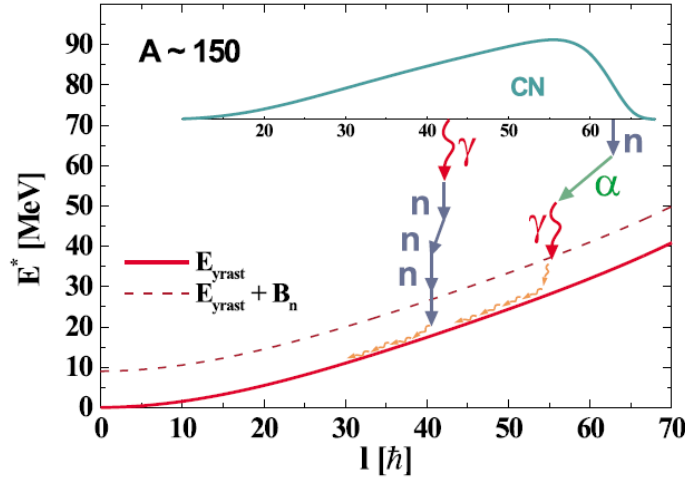
Emisja cząstek jest sposobem na obniżenie energii silnie wzbudzonego jądra złożonego. Parujące cząstki unoszą ze sobą niewielki moment pędu. Neutrony, w przeciwieństwie do cząstek naładowanych, nie muszą pokonywać bariery kulombowskiej, zatem są emitowane znacznie łatwiej i częściej. Dodatkowo zabierają ze sobą energię niższą niż protony czy cząstki α . Proces parowania cząstek zachodzi do momentu osiągnięcia energii separacji cząstki, tuż ponad linią *yrast*¹ (rysunek 1-3). Na rysunku przedstawiono tylko jedną linię *yrast*, choć dla każdego jądra końcowego jest ona inna.

Z jednego jądra złożonego, w zależności od liczby wyparowanych cząstek, może powstać wiele jąder końcowych. Każde jądro końcowe ma charakterystyczny rozkład stanów wejściowych (ang. *entry states*), które są definiowane przez rozkład spinów i energii wzbudzenia.

Przekrój czynny na reakcję poprzez poszczególne kanały reakcji zmienia się z energią jądra złożonego. Jeśli energia wzbudzenia E^* jądra złożonego będzie bardzo wysoka, bardziej prawdopodobne będzie wyparowanie większej liczby lekkich cząstek, a co za tym idzie, powstaną jądra lżejsze.

Przy założeniu zerowych spinów cząstki powinny być emitowane równomiernie dla wszystkich kątów względem kierunku wiązki. Rozkład kątowy wyparowanych cząstek byłby wówczas izotropowy. Uwzględnienie spinów i momentu pędu powoduje, że rozkład kątowy emitowanych cząstek jest symetryczny względem kąta 90° .

¹Linia *yrast* opisuje najniższą możliwą energię dla danego spinu.



Rysunek 1-3: Schematyczny rysunek przedstawiający rozpad jądra złożonego poprzez wyparowanie cząstek. Przedstawiono jedną linię *yrast*. Rysunek zaczerpnięty z pracy [19].

Gdy jądro powstałe w wyniku reakcji fuzji jest nadal wzbudzone, ale nie jest już w stanie wyemitować żadnej cząstki, gdyż jego energia wzbudzenia jest niższa od energii separacji cząstki, jego dalsza deekscytacja odbywa się poprzez emisję kwantów γ . Przy dużych energiach wzbudzenia widmo promieniowania γ jest ciągłe, natomiast gdy energia wzbudzenia maleje, widmo staje się dyskretne.

1.3 Metoda wzbudzeń kulombowskich

Formalizm metody wzbudzenia kulombowskiego, który został zawarty w tym rozdziale, został zaczerpnięty z monografii Aldera i Winthera [23] oraz z opisu programu GOSIA [24, 25].

Wzbudzeniem kulombowskim nazywany jest proces elektromagnetycznego oddziaływania jądra tarczy i pocisku, prowadzący do wzbudzenia stanów jądrowych badanego izotopu. Dzięki temu, że powierzchnie oddziałujących obiektów są dobrze odseparowane, można zaniedbać wpływ krótkozasięgowych sił jądrowych na proces wzbudzenia. Stąd w formalizmie wzbudzenia nie ma potrzeby uwzględniania skomplikowanego opisu oddziaływań silnych – rozwiązuje się to zagadnienie w oparciu o równania elektrodynamiki.

Gdy powierzchnie jąder pocisku i tarczy są od siebie oddalone o co najmniej 5 fm, oddziaływania jądrowe między partnerami zderzenia dają wkład do przekroju czynnego mniejszy od 0.1%, co zostało potwierdzone eksperymentalnie dla szerokiego

zakresu mas jąder wiązki i tarczy przy energiach kilku MeV/A [24].

Uwzględniając parametryzację promienia jądra $R = r_0 A^{1/3}$, gdzie $r_0 = 1.25$ fm, otrzymujemy następujący wzór na odległość najmniejszego zbliżenia:

$$d_{min} = 1.25 \cdot (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 5.0 [fm], \quad (1.28)$$

gdzie A_p i A_t to liczby masowe odpowiednio pocisku i tarczy. Powyższe empiryczne równanie nosi nazwę kryterium Cline'a.

Z powyższego równania wynika formuła na wyznaczenie energii bezpiecznej E_B , czyli energii wiązki w układzie laboratoryjnym, przy zachowaniu której nie zostanie złamane kryterium Cline'a (a więc zostanie zachowana bezpieczna odległość zbliżenia):

$$E_B(\theta_{CM}) = 0.72 \cdot \left(\frac{Z_p Z_t}{d_{min}} \right) \cdot \left(\frac{A_p + A_t}{A_t} \right) \cdot \left(1 + \frac{1}{\sin\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right)} \right) [MeV]. \quad (1.29)$$

Kąt rozproszenia występujący w tym równaniu mierzony jest w układzie środka masy partnerów zderzenia.

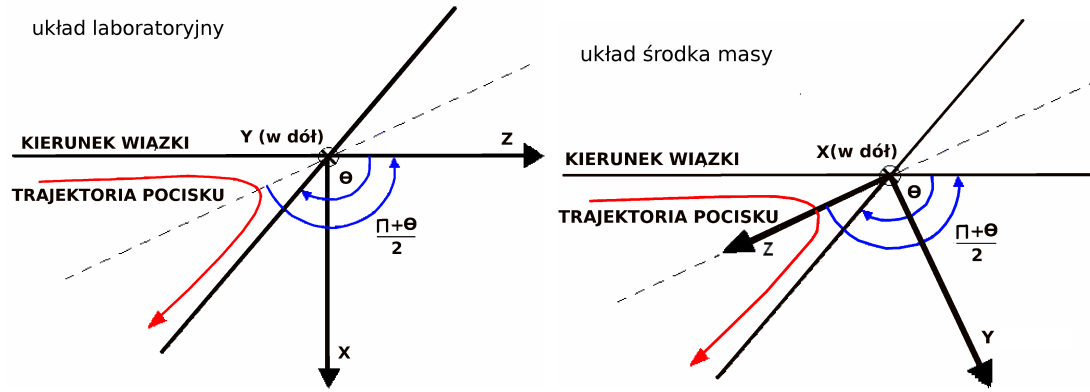
Energia bezpieczna zmniejsza się wraz z rosnącym kątem rozproszenia. Minimalną wartość osiąga dla rozproszenia wstecznego ($\theta_{CM}=180^\circ$):

$$E_B(\theta_{LAB} = \theta_{CM} = 180^\circ) = 1.44 \cdot \left(\frac{Z_p Z_t}{d_{min}} \right) \cdot \left(\frac{A_p + A_t}{A_t} \right) [MeV]. \quad (1.30)$$

Na rysunku 1-4 przedstawiono definicje układu środka masy i układu laboratoryjnego, które są stosowane w opisie procesu wzbudzenia kulombowskiego. Lewy panel przedstawia układ laboratoryjny - kierunek osi Z zgodny z kierunkiem wiązki, oś X w płaszczyźnie reakcji. Prawy panel: układ środka masy - oś Z skierowana wzdłuż symetralnej trajektorii i oś Y zawarta w płaszczyźnie reakcji. W tym układzie współrzędnych rozwiązywane jest równanie wzbudzenia.

1.3.1 Przybliżenie półklasyczne w modelu rozpraszania

Kwantowy opis rozpraszania jąder pocisku na potencjale kulombowskim jąder tarczy jest skomplikowany. Jest to związane z zasięgiem sił pola elektromagnetycznego, który w porównaniu z rozmiarami badanych obiektów jest nieskończenie duży. W takim wypadku opis kwantowy wymaga rozkładu potencjału kulombowskiego na szereg fal parcjalnych. Opis zjawiska rozpraszania kulombowskiego można uprościć stosując



Rysunek 1-4: Definicja prawoskrętnych układów współrzędnych stosowanych do opisu procesu wzbudzenia kulombowskiego.

przybliżenie półklasyczne [23], w którym zakłada się, że jądra pocisku poruszają się po trajektoriach klasycznych. To założenie znacząco upraszcza kwantowy opis zjawiska. Przybliżenie półklasyczne można stosować tylko po spełnieniu pewnych warunków.

Podczas całego procesu rozpraszania cząstka padająca musi przedstawiać dobrze określony pakiet falowy – zbliżenie takiej cząstki do potencjału kulombowskiego nie może powodować zniekształcenia jej pakietu falowego. Dodatkowo potencjał kulombowski nie powinien znacząco się zmieniać na odległości rzędu długości fali. Stąd opis półklasyczny trajektorii pocisku wymaga, aby jego długość fali de Broglie’a była dużo mniejsza, niż odległość najmniejszego zbliżenia d_{min} :

$$\lambda \ll d_{min}. \quad (1.31)$$

Wielkością, która wiąże wielkość oddziaływania kulombowskiego z prędkością pocisku v , jest parametr Sommerfelda η [18]:

$$\eta = \frac{d_{min}}{2\lambda} = \frac{Z_p Z_t e^2}{\hbar v}. \quad (1.32)$$

Równoważną postacią powyższego równania jest równanie:

$$\eta = 0.157 \cdot (Z_p \cdot Z_t) \left(\frac{A_p}{E_p} \right)^{1/2}, \quad (1.33)$$

gdzie Z_p , A_p , E_p [MeV] – liczba atomowa, liczba masowa i energia pocisku, Z_t – liczba atomowa tarczy.

W przypadku zderzenia centralnego zachodzi warunek:

$$\eta \gg 1. \quad (1.34)$$

Duża wartość parametru Sommerfelda odpowiada dobrze zdefiniowanym pakietom falowym, poruszających się po torach kulombowskich. W takim przypadku opis za pomocą klasycznych trajektorii jest lepszy od przybliżenia fali płaskiej. Ponieważ parametr Sommerfelda zależy od iloczynu liczb atomowych oddziałujących obiektów, zatem jego wartość będzie dużo większa dla ciężkich partnerów zderzenia niż dla jąder lekkich. W przypadku eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego, którego analiza stanowi zasadniczą część niniejszej pracy, $\eta(^{42}\text{Ca}+^{208}\text{Pb})=128$ oraz $\eta(^{42}\text{Ca}+^{197}\text{Au})=123$, zatem ich wielkość pozwala na stosowanie opisu półklasycznego.

Przybliżenie półklasyczne wymaga ponadto spełnienia następujących warunków:

- Energia przekazywana w procesie wzbudzenia musi być mała w odniesieniu do energii kinetycznej całego układu. Ten warunek dla ciężkich jonów jest zazwyczaj spełniony. Dodatkowo należy uwzględnić wpływ procesu przekazu energii rozpraszanej cząstki na jej tor lotu. W tym celu trajektoria cząstki podlega symetryzacji metodą uśredniania toru niezaburzonego i zaburzonego przez przekaz energii. Trajektorie oddziałujących jąder można łatwo opisać, ale nie można określić momentu przekazu energii, co uzasadnia stosowanie symetryzacji.
- Powinna występować separacja czasowa procesu wzbudzenia kulombowskiego i deekscytacji stanu wzbudzonego. Ten warunek jest spełniony, ponieważ efektywny czas zderzenia jąder ($\sim 10^{-19}\text{s}$) jest znacznie krótszy od średniego czasu życia poziomu jądrowego. W analizowanych danych najkrótsze średnie czasy życia są rzędu 10^{-15}s , stąd powyższe założenie jest uzasadnione.
- Przy rozłożeniu potencjału oddziaływania kulombowskiego na szereg multipolowy, jedynym istotnym członem powinien być człon monopol-multipol (człon monopol-monopol odpowiada za klasyczną trajektorię, a człon multipol-multipol w typowych eksperymentach wzbudzeń kulombowskich jest pomijalnie mały).

1.3.2 Formalizm procesu wzbudzenia kulombowskiego

Opis kwantowy zjawiska wzbudzenia kulombowskiego wymaga rozwiązania niestacjonarnego równania Schrödingera z niezaburzonym Hamiltonianem \hat{H}_0 oraz z potencjałem zaburzającym $\hat{U}(\vec{r}, t)$ odpowiedzialnym za oddziaływanie kulombowskie

monopola pocisku z multipolem jądra tarczy:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(\vec{r}, t)\rangle = (\hat{H}_0 + \hat{U}(\vec{r}, t)) |\psi(\vec{r}, t)\rangle. \quad (1.35)$$

To równanie ma rozwiązanie w postaci kombinacji liniowej ortonormalnych funkcji falowych swobodnego jądra. Współczynniki rozwinięcia tej funkcji są zależne od czasu. Funkcje falowe są funkcjami własnymi Hamiltonianu niezaburzonego \hat{H}_0 :

$$|\psi(\vec{r}, t)\rangle = \sum_n a_n(t) \cdot \exp\left(\frac{-iE_n t}{\hbar}\right) |\varphi_n(\vec{r}, t)\rangle, \quad (1.36)$$

przy czym:

$$\hat{H}_0 |\varphi_n(\vec{r}, t)\rangle = E_n |\varphi_n(\vec{r}, t)\rangle, \quad (1.37)$$

gdzie E_n to energia stanu $|\varphi_n\rangle$, $a_n(t)$ to współczynniki rozwinięcia rozwiązania na funkcje bazowe φ_n .

Łącząc równania (1.36) i (1.37) otrzymujemy wzór na współczynniki rozwinięcia $a_n(t)$:

$$\frac{d}{dt} a_k(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_n a_n(t) \langle \varphi_k(\vec{r}, t) | \hat{U}(\vec{r}, t) | \varphi_n(\vec{r}, t) \rangle \exp\left(\frac{-i(E_n - E_k)t}{\hbar}\right), \quad (1.38)$$

przy warunku początkowym:

$$a_n(t = -\infty) = \delta_{n0}, \quad (1.39)$$

co oznacza, że przed reakcją wzbudzenia badane jądro znajdowało się w stanie podstawowym (gdyż niezerowe i jednakowo obsadzone są wyłącznie podstany magnetyczne stanu podstawowego).

Po rozproszeniu cząstki na potencjale $\hat{U}(\vec{r}, t)$ amplitudy wzbudzenia $a_n(t = +\infty)$ wyznaczają prawdopodobieństwo obsadzenia danego stanu n :

$$P_n = |a_n(t = +\infty)|^2. \quad (1.40)$$

Prawdopodobieństwo wzbudzenia dane poprzez amplitudę stanu końcowego $|n\rangle$ jest związane z różniczkowym przekrojem czynnym na rozpraszanie Rutherforda:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \left(\frac{Z_p Z_t e^2}{4E}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (1.41)$$

gdzie θ to kąt rozproszenia pocisku oraz E to energia kinetyczna pocisku, dana równaniem:

$$E = \frac{m_r c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2}}, \quad (1.42)$$

w którym v_0 to prędkość względna pocisku, a m_r to masa zredukowana układu:

$$m_r = \frac{m_p m_t}{m_p + m_t}. \quad (1.43)$$

Przekrój czynny na wzbudzenie stanu $|n\rangle$ wyznacza się z równania:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R \cdot P_n. \quad (1.44)$$

Rozwijając potencjał $\hat{U}(\vec{r}, t)$ w szereg multipolowy składający się z iloczynów momentów multipolowych (wzbudzeń elektrycznych $E(\lambda)$ i magnetycznych $M(\lambda)$) i funkcji zderzenia (dla przejść elektrycznych $S_{\lambda,\mu}^E$, dla przejść magnetycznych $S_{\lambda,\mu}^M$):

$$\hat{M}(E\lambda, \mu) = \int \rho(\vec{r}) r^\lambda Y_{\lambda,\mu}(\theta, \varphi) d^3r, \quad (1.45)$$

$$\hat{M}(M\lambda, \mu) = \frac{-i}{c(\lambda + 1)} \int j(\vec{r}) r^\lambda \hat{L} Y_{\lambda,\mu}(\theta, \varphi) d^3r, \quad (1.46)$$

$$S_{\lambda,\mu}^E(\vec{r}, t) = \frac{Y_{\lambda,\mu}(\theta(t), \varphi(t))}{r(t)^{\lambda+1}}, \quad (1.47)$$

$$S_{\lambda,\mu}^M(\vec{r}, t) = \frac{1}{\lambda c} \cdot \frac{d\vec{r}(t)}{dt} (\vec{r} \times \nabla) \frac{Y_{\lambda,\mu}(\theta(t), \varphi(t))}{r(t)^{\lambda+1}}, \quad (1.48)$$

otrzymujemy zależność:

$$\hat{U}(\vec{r}, t) = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{4\pi Z_p e}{2\lambda + 1} (-1)^\mu S_{\lambda,\mu}^T(\vec{r}, t) \cdot \hat{M}(T\lambda, -\mu). \quad (1.49)$$

Objaśnienia oznaczeń zastosowanych w powyższych równaniach:

- $Y_{\lambda,\mu}(\theta(t), \varphi(t))$ – harmonika sferyczna,
- $\rho(\vec{r})$ – rozkład gęstości ładunku w jądrze atomowym,
- $j(\vec{r})$ – gęstość prądu w jądrze atomowym,
- $\hat{L} = -i\vec{r} \times \nabla$ – operator momentu pędu,

- T – indeks oznaczający rodzaj przejścia ($T = E$ przejście elektryczne, $T = M$ przejście magnetyczne),
- λ – multipolowość przejścia,
- μ – rzut momentu pędu λ na oś kwantyzacji.

Elementy macierzowe operatora przejścia elektromagnetycznego $\hat{M}(T\lambda, \mu)$ można wyrazić poprzez zredukowane elementy macierzowe, zgodnie z twierdzeniem Wignera–Eckharta:

$$\langle I_k, m_k | \hat{M}(T\lambda, \mu) | I_n, m_n \rangle = \frac{1}{\sqrt{2I_n + 1}} (I_n, m_n, \lambda, \mu | I_k, m_k) \langle I_k | \hat{M}(T\lambda, \mu) | I_n \rangle, \quad (1.50)$$

gdzie:

- I_k – spin stanu $|I_k, m_k\rangle$,
- m_k – rzut spinu I_k na oś kwantyzacji,
- $(I_n, m_n, \lambda, \mu | I_k, m_k)$ – współczynnik Clebscha–Gordana.

Podstawiając potencjał $\hat{U}(\vec{r}, t)$ do wzoru na współczynniki rozwinięcia $a_n(t)$ oraz korzystając z twierdzenia Wignera–Eckharta, otrzymujemy równanie różniczkowe wiążące zredukowane elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych z amplitudami wzbudzenia $a_n(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} a_k(t) &= \frac{i}{\hbar} \frac{4\pi Z_p e}{\sqrt{2I_n + 1}} \sum_n a_n(t) \cdot \exp\left(\frac{-i(E_n - E_k)t}{\hbar}\right) \times \\ &\times \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{1}{2\lambda + 1} (-1)^\mu (I_n, m_n, \lambda, \mu | I_k, m_k) S_{\lambda, \mu}^T(\vec{r}, t) \langle I_k | \hat{M}(T\lambda) | I_n \rangle. \end{aligned} \quad (1.51)$$

Rozwiązanie tego równania dla poszczególnych amplitud pozwala wyznaczyć obsadzenia stanów jądrowych po wzbudzeniu kulombowskim. Ponieważ w formalizmie wzbudzenia kulombowskiego pojawiają się człony zawierające funkcję zderzenia, zatem wygodnie jest rozwiązywać powyższe równanie wzbudzenia w układzie środka masy, gdzie jedna z osi leży na symetralnej trajektorii.

Wpływ oddziaływań różnych multipolowości na proces wzbudzenia zależy od wzmocnienia $W_\lambda = \frac{B(\lambda)}{B_W(\lambda)}$ i prawdopodobieństwa przejść elektrycznych i magnetycznych.

Przykładowe prawdopodobieństwa wzbudzenia dla pomiaru opisanego w pracy [26]: $^{128}\text{Xe}+^{208}\text{Pb}$ ($E=550$ MeV), przy $\Delta E_{1-2} = 0.5$ MeV przedstawiono w tabeli 1.1. Na wzbudzenie stanów jądrowych największy wpływ mają oddziaływania elektryczne kwadrupolowe $E2$, jak również oktapolowe $E3$. Rozpad stanów wzbudzonych zachodzi w dominującym stopniu poprzez przejścia elektryczne dipolowe $E1$, kwadrupolowe $E2$ oraz magnetyczne przejścia dipolowe $M1$.

Tabela 1.1: Prawdopodobieństwa wzbudzenia kulombowskiego P_{ex} dla wybranych multipolowości.

$T\lambda$	$W_\lambda = \frac{B(\lambda)}{B_W(\lambda)}$	P_{ex} [dla W_λ]
$E1$	$2 \cdot 10^{-5}$	0.00002
$M1$	10^{-2}	0.00001
$E2$	50	1.2
$E3$	30	0.02
$E4$	3	0.00007

1.3.3 Deekscytacja stanów wzbudzonych

Wzbudzony kulombowsko stan jądrowy rozpada się drogą emisji promieniowania γ lub elektronu konwersji wewnętrznej. Na prawdopodobieństwo rozpadu takiego stanu wpływ ma multipolowość przejścia, element macierzowy przejścia $\langle I_k | \hat{M}(T\lambda) | I_n \rangle$ oraz energia E_γ . Prawdopodobieństwo deekscytacji stanu jądrowego przedstawia równanie:

$$P(T\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda((2\lambda+1)!!)^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} B(T\lambda, I_i \rightarrow I_f), \quad (1.52)$$

gdzie czynnik $B(T\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ to zredukowane prawdopodobieństwo przejścia elektromagnetycznego. Wyraża się ono wzorem:

$$B(T\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f | \hat{M}(T\lambda) | I_i \rangle|^2. \quad (1.53)$$

Widać zatem, że ten sam zestaw elementów macierzowych, który opisuje wzbudzenie stanu jądrowego, opisuje również jego rozpad. Obserwowane w eksperymencie intensywności przejść γ można wykorzystać do odtworzenia procesu wzbudzenia.

Promieniowanie γ emitowane w procesie deekscytacji nie jest izotropowe. Do opisu rozkładów kątowych promieniowania γ niezbędna jest znajomość polaryzacji badanego jądra po wzbudzeniu, którą opisuje tensor statystyczny:

$$\rho_{k\kappa}(I) = \sqrt{2I+1} \sum_{m,m'} (-1)^{I-m'} a_{I,m'}^* a_{I,m} \begin{Bmatrix} I & k & I \\ -m' & \kappa & m \end{Bmatrix}, \quad (1.54)$$

gdzie:

- $\kappa = -k, -k+1, \dots, k$,
- I – spin stanu końcowego (wzbudzonego),
- $a_{I,m}$ – amplituda wzbudzenia podstanu o spinie I i rzucie spinu m na oś kwantyzacji,
- $\begin{Bmatrix} I & k & I \\ -m' & \kappa & m \end{Bmatrix}$ – symbol 3j Wignera.

Współczynnik Clebscha – Gordana został w powyższym równaniu zastąpiony przez symbol 3j Wignera. Między nimi istnieje następująca zależność:

$$(I_n, m_n, \lambda, \mu | I_k, m_k) = (-1)^{-I_n+\lambda-m_k} \sqrt{2I_k+1} \begin{Bmatrix} I & k & I \\ -m' & \kappa & m \end{Bmatrix} \quad (1.55)$$

Znając definicję tensora statystycznego polaryzacji można przedstawić wyrażenie na rozkład kątowy promieniowania elektromagnetycznego emitowanego w procesie deekscytacji jądra spolaryzowanego:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} = \sigma_R(\theta_p) \frac{1}{2\gamma(I_i)\sqrt{\pi}} \times \\ \times \sum_{\kappa, k-\text{parz}} \rho_{k\kappa}^*(I_k) \sum_{\lambda, \lambda'} \delta_\lambda \delta_{\lambda'}^* F_k(\lambda, \lambda', I_i, I_f) Y_{k\kappa}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma), \quad (1.56)$$

gdzie:

- $\sigma_R(\theta_p)$ – przekrój czynny na rozpraszanie Rutherforda,
- $\gamma(I_i)$ – stała rozpadu uwzględniająca multipolowości i stany końcowe I_f ,

$$\gamma(I_i) = \sum_{\lambda, f} |\delta_\lambda(I_i \rightarrow I_f)|^2, \quad (1.57)$$

- $F_k(\lambda, \lambda', I_i, I_f)$ – współczynniki korelacji γ - γ [27],
- $\theta_\gamma, \varphi_\gamma$ – kąty emisji kwantu γ ,
- δ_λ – amplituda przejścia elektromagnetycznego o multipolowości λ między stanem I_i oraz I_f , gdzie $n(\lambda) = \lambda$ dla przejść elektrycznych, $n(\lambda) = \lambda + 1$ dla przejść magnetycznych:

$$\delta_\lambda = i^{n(\lambda)} \sqrt{P(T\lambda; I_i \rightarrow I_f)}. \quad (1.58)$$

Równanie (1.56) obowiązuje w układzie środka masy badanych jąder. Aby opisywało ono przekrój czynny w nieruchomym układzie obserwatora (tzn. w układzie laboratoryjnym), w którym mierzone są rozkłady kątowe i intensywności promieniowania γ , należy je odpowiednio przetransformować. Oznacza to, że należy obrócić tensor statystyczny polaryzacji $\rho_{k\kappa}(I)$ o kąty Eulera $\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi+\theta_p}{2}, \pi\right)$:

$$\rho'_{k\kappa}(I, \theta_p) = \sum_k \rho_{k\kappa'}(I) D_{\kappa'\kappa}^k \left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi+\theta_p}{2}, \pi \right), \quad (1.59)$$

gdzie $D_{\kappa'\kappa}^k \left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi+\theta_p}{2}, \pi \right)$ to funkcja obrotu o kąty Eulera.

Wzbudzeniu kulombowskiemu jądra towarzyszy zjonizowanie danego atomu. Na skutek oddziaływania kaskady elektronów, przechodzących na najniższe dostępne powłoki, z momentem magnetycznym jądra, następuje depolaryzacja jądrowych stanów wzbudzonych. W następstwie tego procesu, zwanego efektem deorientacji, obserwowane jest rozmycie rozkładów kątowych promieniowania γ . Natomiast gdy wzbudzone kulombowsko jądro jest całkowicie wyhamowane w tarczy i następuje neutralizacja atomu, wówczas efekt deorientacji przestaje działać. Aby uwzględnić poprawkę na efekt deorientacji, należy w równaniu (1.56) uwzględnić tensor G_k , który modyfikuje polaryzację jądra poprzez przemnożenie tensorów statystycznych $R_{k\kappa}(I_i, I_f)$:

$$R_{k\kappa}(I_i, I_f) = \frac{1}{2\gamma(I_i)\sqrt{\pi}} \rho_{k\kappa'}^*(I_k) \sum_{\lambda, \lambda'} \delta_\lambda \delta_{\lambda'} F_k(\lambda, \lambda', I_i, I_f). \quad (1.60)$$

Na rozmycie obserwowanych rozkładów kątowych wpływa również geometria detektorów promieniowania γ . Rozmiary detektorów określają dokładność wyznaczenia kierunku emisji promieniowania. Poprawkę na rozmycie kątowe związane z aparaturą pomiarową uwzględnia się mnożąc równanie na rozkład kątowy promieniowania elektromagnetycznego emitowanego w procesie deekscytacji przez czynnik Q_k [28].

Ostateczny wzór na rozkład kątowny promieniowania γ z uwzględnieniem efektu deorientacji oraz skończonych rozmiarów detektorów przedstawia równanie:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} = \sigma_R(\theta_p) \frac{1}{2\gamma(I_i)\sqrt{\pi}} \times \\ \times \sum_{k-\text{parz}} \rho'_{k\kappa}^*(I_k) \sum_{\lambda, \lambda'} \delta_\lambda \delta_{\lambda'}^* F_k(\lambda, \lambda', I_i, I_f) G_k Q_k Y_{k\kappa}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma). \quad (1.61)$$

Formalizm przedstawiony w tym rozdziale jest wykorzystywany w programie GO-SIA [29], będącym podstawowym narzędziem do analizy danych pochodzących z eksperymentów wzbudzeń kulombowskich.

1.4 Opis własności stanów wzbudzonych.

Wielkości spektroskopowe

W trakcie eksperymentów wzbudzeń kulombowskich wyznacza się względne intensywności przejść γ . Na dokładność wyznaczenia elementów macierzowych w badanym jądrze wpływa znajomość innych wielkości spektroskopowych, takich jak czasy życia stanów jądrowych, stosunki rozgałęzień oraz współczynniki zmieszania. Ich obecność wśród analizowanych danych narzuca dodatkowe więzy na rozwiązanie i sprzyja eliminacji niefizycznych wyników. Dane pochodzące z innych eksperymentów mogą również posłużyć do wyznaczenia startowego zestawu elementów macierzowych w analizie danych z eksperymentów wykonanych metodą wzbudzeń kulombowskich.

Współczynniki zmieszania, $\delta(E2/M1)$

W procesie rozpadu stanu J_1 do J_2 , jeśli różnica spinów jest nie większa niż 1 i nie zachodzi zmiana parzystości, przejścia $E2$ i $M1$ mogą być konkurencyjne. W takim wypadku stosunek ilościowy elementu macierzowego przejścia elektrycznego kwadrupolowego $E2$ do elementu macierzowego dipolowego przejścia magnetycznego $M1$ opisuje współczynnik zmieszania $\delta(E2/M1)$:

$$\delta(E2/M1) = 0.835 \cdot E_\gamma \cdot \frac{\langle J_1 || E2 || J_2 \rangle}{\langle J_1 || M1 || J_2 \rangle}, \quad (1.62)$$

przy czym $\langle J_1 || E2 || J_2 \rangle$ to element macierzowy $E2$ przejścia $J_1 \rightarrow J_2$ wyrażony w jednostkach [eb], a $\langle J_1 || M1 || J_2 \rangle$ jest elementem macierzowym $M1$ przejścia $J_1 \rightarrow J_2$ wyrażonym w jednostkach $[\mu_B]$. E_γ to energia przejścia wyrażona w [MeV].

Czasy życia wzbudzonych stanów jądrowych, τ

Czas życia stanu wzbudzonego można wyrazić wzorem:

$$\begin{aligned}\tau_I &= \frac{1}{\gamma(I)} = \left(\sum_{\lambda, f} |\delta_\lambda(I_i \rightarrow I_f)|^2 \right)^{-1} = \left(\sum_{\lambda, f} |i^{n(\lambda)} \sqrt{P(T\lambda; I_i \rightarrow I_f)}|^2 \right)^{-1} = \\ &= \left(\sum_{\lambda, f} |i^{n(\lambda)} \sqrt{\frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda((2\lambda+1)!!)^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2I_i+1}} \cdot \langle I_f \| \hat{M}(T\lambda) \| I_i \rangle|^2 \right)^{-1}, \quad (1.63)\end{aligned}$$

przy czym $\delta_\lambda(I_i \rightarrow I_f)$ to amplitudy przejść elektromagnetycznych wyrażone przez prawdopodobieństwo rozpadu danego stanu i zredukowane elementy macierzowe przejść. Pomiary czasów życia dostarczają informacji o wielkości niediagonalnych zredukowanych elementów macierzowych. Ze względu na zależność czasu życia od kwadratu elementu macierzowego, na podstawie znajomości czasu życia nie można określić znaku elementów macierzowych.

Stosunek rozgałęzień przejść γ , BR

Uznając jedno z przejść γ za normę (100%) można określić, jaki jest stosunek intensywności przejścia normalizacyjnego do innego przejścia rozładowującego ten sam stan wzbudzony:

$$\begin{aligned}BR &= \frac{P(T\lambda; I_i \rightarrow I_{f1})}{P(T\lambda; I_i \rightarrow I_{f2})} = \frac{E_{\gamma 1}^{(2\lambda+1)} B(T\lambda; I_i \rightarrow I_{f1})}{E_{\gamma 2}^{(2\lambda+1)} B(T\lambda; I_i \rightarrow I_{f2})} = \\ &= \frac{E_{\gamma 1}^{(2\lambda+1)} \langle I_{f1} \| \hat{M}(T\lambda) \| I_i \rangle}{E_{\gamma 2}^{(2\lambda+1)} \langle I_{f2} \| \hat{M}(T\lambda) \| I_i \rangle}, \quad (1.64)\end{aligned}$$

gdzie:

- $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ [MeV] – energie przejścia γ między stanami I_{f1} i I_i oraz I_{f2} i I_i ,
- λ – multipolowość przejścia γ ,
- $P(T\lambda)$ – prawdopodobieństwo rozpadu danego stanu,
- $\langle I_f \| \hat{M}(T\lambda) \| I_i \rangle$ – element macierzowy przejścia pomiędzy stanami I_f i I_i .

Powyższe równanie nie jest prawdziwe dla przejść zmieszanych.

1.5 Deformacje jądrowe

Deformacje jądra atomowego są związane z istnieniem anizotropii układu nukleonów, która pozwala wyróżnić osie obrotu jądra w przestrzeni.

Powierzchnię jądrową można przedstawić w postaci sumy szeregu harmonik sferycznych, które są funkcjami własnymi operatora momentu pędu. Kształt jądra można opisać stosując parametryzację promienia w następujący sposób:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} a_{\lambda,\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right]. \quad (1.65)$$

Do opisu kształtu jądra rzadko używa się członów o $\lambda > 4$ oraz zaniedbuje się człony $\lambda = 0$ (opisuje zmianę objętości jądra, która nie jest obserwowana przy niskiej energii wzbudzenia) oraz $\lambda = 1$ (związany z przesunięciem jądra jako całości). Deformacja kwadrupolowa ($\lambda = 2$) jest najprostszą formą odstępstwa od kształtu sferycznego.

Do opisu jądra zdeformowanego kwadrupolowo potrzebne jest pięć współczynników $a_{2,\mu}$. Jeśli jednak rozpatrujemy deformację w układzie odniesienia związanym z układem osi głównych jądra, wówczas tylko trzy współczynniki pozostają różne od zera. Można je wyrazić przy pomocy dwóch parametrów Bohra, β i γ :

$$a_{2,0} = \beta \cos \gamma, \quad (1.66)$$

$$a_{2,1} = a_{2,-1} = 0, \quad (1.67)$$

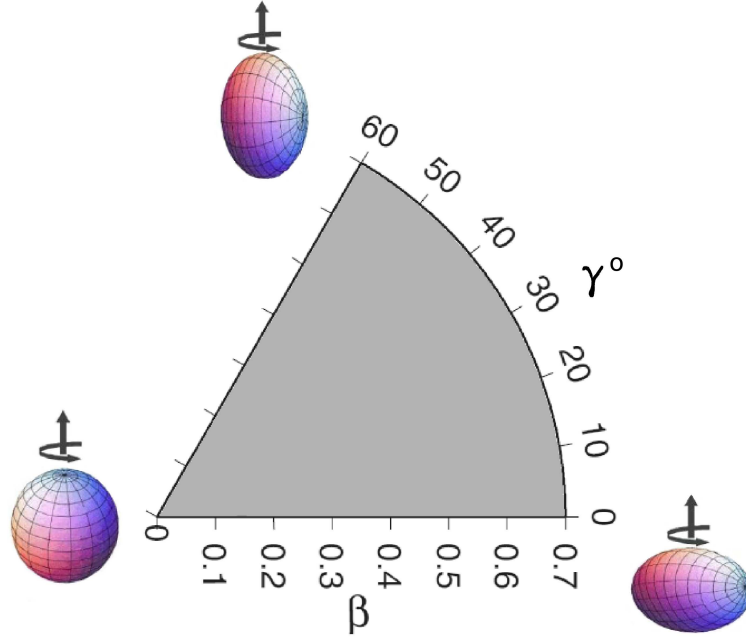
$$a_{2,2} = a_{2,-2} = \frac{\beta \sin \gamma}{\sqrt{2}}, \quad (1.68)$$

gdzie $\beta \geq 0$, $\gamma \in \langle 0^\circ, 60^\circ \rangle$.

Parametr β służy do opisu wielkości deformacji (odstępstwa od kształtu sferycznego), natomiast γ jest parametrem odstępstwa od symetrii osiowej. Wartości $\gamma = 0^\circ$ odpowiada kształt elipsoidy obrotowej wydłużonej (*prolate*), natomiast $\gamma = 60^\circ$ spłaszczonej (*oblate*). Opis kształtu jądra zdeformowanego kwadrupolowo przedstawia rysunek 1-5.

Wartość parametru β dla stanów superzdeformowanych osiąga 0.6, co oznacza stosunek osi długiej elipsoidy do osi krótkiej 2:1.

Istnieją również deformacje wyższego rzędu (dla $\lambda > 2$), jednak nie rozważano ich w niniejszej pracy.



Rysunek 1-5: Opis kształtu jądra zdeformowanego kwadrupolowo przy pomocy parametrów β i γ .

1.5.1 Moment kwadrupolowy

Miarą odstępstwa rozkładu ładunku od kształtu sferycznego jest elektryczny moment kwadrupolowy. Wewnętrzny moment kwadrupolowy Q_w , jest diagonalnym elementem macierzowym operatora \hat{Q} :

$$Q_w = \langle I, m = I | \hat{Q} | I, m = I \rangle. \quad (1.69)$$

Operator kwadrupolowy \hat{Q} jest związany z gęstością ładunku w układzie osi głównych bryły sztywnej:

$$e\hat{Q} = \int \rho(\vec{r}) r^2 (3 \cos^2(\theta) - 1) d^3r. \quad (1.70)$$

Można go również powiązać ze składową operatora przejścia elektrycznego kwadrupolowego, $\hat{M}(E2, \mu = 0)$:

$$e\hat{Q} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \hat{M}(E2, \mu = 0). \quad (1.71)$$

Diagonalne elementy macierzowe opisują przejścia pomiędzy podstanami magnetycznymi konkretnego stanu wzbudzonego. Zredukowany diagonalny element macierzowy przejścia $E2$ jest związany ze spektroskopowym elektrycznym momentem kwadrupolowym Q_{sp} , który jest miarą odstępstwa rozkładu ładunku od symetrii sferycznej w danym stanie wzbudzonym I . Moment Q_{sp} określony jest w układzie laboratoryjnym w następujący sposób:

$$eQ_{sp} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{1}{\sqrt{2I+1}} (I, I, 2, 0 | I, I) \langle I || \hat{M}(E2) || I \rangle, \quad (1.72)$$

gdzie:

- $(I, I, 2, 0 | I, I)$ – współczynnik Clebscha-Gordana,
- $\langle I || \hat{M}(E2) || I \rangle$ – zredukowany element diagonalny stanu I .

1.6 Model rotacyjny

Model sztywnego rotora jest najprostszym modelem kolektywnym. W tym modelu jądro atomowe jest traktowane jak osiowosymetryczna bryła sztywna. Obroty takiej bryły rozważa się wokół osi prostopadłej do jej osi symetrii. Przy założeniu, że jądro obraca się względnie powoli, przyjmuje się, że rotacja nie wpływa na ruchy pojedynczych nukleonów tworzących jądro atomowe. Konsekwencją takiego założenia jest niezależność wewnętrznej struktury jądra oraz jego momentu bezwładności J , od spinu.

Przyjmując, że rotujące jądro atomowe posiada moment pędu I , można wyznaczyć energię jego rotacji z następującej zależności:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - K^2], \quad (1.73)$$

gdzie K oznacza składową momentu pędu w kierunku wyznaczanym przez oś symetrii jądra.

Ruch obrotowy jądra powoduje powstanie sekwencji stanów wzbudzonych o energiach rotacyjnych E_{rot} , czyli pasma rotacyjnego. Liczba K wyznacza spiny w paśmie ($I = K, K+1, K+2, \dots$). Wyjątek stanowi przypadek $K=0$, gdy pasmo składa się tylko ze stanów o parzystych spinach.

1.6.1 Rotacyjny schemat sprzężeń

Wewnątrzpasmostwo zredukowane elementy macierzowe przejść typu $E2$ pomiędzy stanami I_1 i I_2 wyrażają się wzorem [17]:

$$\langle KI_2 || \hat{M}(E2) || KI_1 \rangle = \sqrt{2I_1 + 1} (I_1, K, 2, 0 | I_2, K) \sqrt{\frac{5}{16\pi}} e Q_0, \quad (1.74)$$

gdzie Q_0 jest wewnętrznym momentem kwadrupolowym.

Zredukowane prawdopodobieństwa przejść są wyrażone poprzez elementy macierzowe w następujący sposób:

$$B(E2; KI_1 \rightarrow KI_2) = \frac{5}{16\pi} |(I_1, K, 2, 0 | I_2, K)|^2 e^2 Q_0^2. \quad (1.75)$$

Dla $I_1 = I_2$ z równań (1.72) oraz (1.74) otrzymujemy wzór łączący spektroskopowy Q_{sp} i wewnętrzny moment kwadrupolowy Q_0 :

$$Q_{sp} = (I, K, 2, 0 | I, K) (I, I, 2, 0 | I, I) Q_0 = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0. \quad (1.76)$$

Dla przejść typu $M1$ wewnątrzpasmostwo zredukowane elementy macierzowe wyrażają się w następujący sposób (gdy $K > 1/2$):

$$\begin{aligned} \langle K, I_2 || \hat{M}(M1) || K, I_1 \rangle = & \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sqrt{2I_1 + 1} \mu_N \\ & \cdot \left[(g_K - g_R) K (I_1, K, 1, 0 | I_2, K) + \delta(I_1, I_2) g_R \sqrt{I_1(I_1 + 1)} \right], \end{aligned} \quad (1.77)$$

gdzie:

- g_K i g_R wyznaczają dipolowy moment magnetyczny μ ,
- $\delta(I_1, I_2)$ to delta Kroneckera,
- μ_N to magneton Bohra.

Powyższy opis przejść wewnątrzpasmostwych można uogólnić na przejścia międzypasmostwe pomiędzy dwoma pasmami rotacyjnymi o liczbach kwantowych K_1 i K_2 . Wów-

czas element macierzowy operatora $\hat{M}(\lambda)$ między stanami $|K_1, I_1\rangle$ i $|K_2, I_2\rangle$:

$$\begin{aligned} \langle K_2, I_2 | \hat{M}(\lambda) | K_1, I_1 \rangle &= \sqrt{2I_1 + 1} \left((I_1, K_1, \lambda, \Delta K | I_2, K_2) \langle K_2 | \hat{M}(\lambda, \Delta K) | K_1 \rangle \right) + \\ &+ \sqrt{2I_1 + 1} (-1)^{I_1 + K_1} (I_1, -K_1, \lambda, \Delta K | I_2, K_2) \langle K_2 | \hat{M}(\lambda, K_1 + K_2) | K_1 \rangle, \end{aligned} \quad (1.78)$$

gdzie $\Delta K = K_2 - K_1$, $K_2 \neq 0$, $K_1 \neq 0$, natomiast wielkości $\langle K_2 | \hat{M}(\lambda, \mu) | K_1 \rangle$ charakteryzują sprzężenie między pasmami o różnym K .

Jeśli jedno z pasm charakteryzuje liczba $K = 0$ (np. pasmo stanu podstawowego w jądrze parzysto-parzystym), wówczas równanie (1.78) upraszcza się do postaci:

$$\begin{aligned} \langle K_2, I_2 | \hat{M}(\lambda) | K = 0, I_1 \rangle &= \\ &= \sqrt{2I_1 + 1} (I_1, 0, \lambda, K_2 | I_2, K_2) \langle K_2 | \hat{M}(\lambda, K) | K_1 = 0 \rangle \cdot N, \end{aligned} \quad (1.79)$$

przy czym czynnik N wyraża się w następujący sposób:

$$N = \begin{cases} \sqrt{2} & \text{dla } K_2 \neq 0, \\ 1 & \text{dla } K_2 = 0. \end{cases} \quad (1.80)$$

Powyższe równanie prowadzi do wniosku, że stosunki rozgałęzień dla przejść wewnętrznych i międzypasmowych w jądrach osiowosymetrycznych zależą od stosunku kwadratów odpowiednich współczynników Clebscha-Gordana. Ta zasada jest znana jako reguła Alagi [30].

1.7 Kwadrupolowe reguły sum

Użycie nieważonych energetycznie kwadrupolowych reguł sum pozwala na wyrażenie parametrów deformacji kwadrupolowej jądra w dowolnym stanie wzbudzonego poprzez zredukowane elementy macierzowe przejść $E2$. Metoda ta jest oparta na własności elektrycznego operatora kwadrupolowego ($\hat{E}(\lambda, \mu)$), który jest tensorem sferycznym rzędu drugiego. Złożenie operatorów tego typu daje w rezultacie również tensor sferyczny. Rząd produktu złożenia jest zależny od sposobu składania operatorów. Złożenie operatorów może w szczególności dać tensor sferyczny zerowego rzędu, który jest niezmiennikiem kształtu w dowolnym układzie odniesienia. Oznacza to, że można go wyrazić poprzez parametry deformacji w układzie wewnętrznym jądra, jak również poprzez elementy macierzowe, które są mierzone w układzie laboratoryjnym.

Współczynniki rozwinięcia operatora $\hat{E}(\lambda, \mu)$ można wyrazić za pomocą parametrów Q i δ , które są analogiczne do powszechnie używanych parametrów deformacji β i γ . Różnica polega na tym, że parametry Q i δ opisują rozkład ładunku, natomiast β i γ opisują rozkład masy. Parametr Q , podobnie jak β , opisuje odstępstwo od kształtu sferycznego, parametr δ , podobnie jak γ , jest miarą odstępstwa od symetrii osiowej. Współczynniki $E(2, \mu)$ są wyrażone następująco:

$$E(2, 0) = Q \cos \delta, \quad (1.81)$$

$$E(2, 1) = E(2, -1) = 0, \quad (1.82)$$

$$E(2, 2) = E(2, -2) = \frac{1}{\sqrt{2}} Q \sin \delta. \quad (1.83)$$

Złożenie operatorów $E2$ do tensora zerowego rzędu, który jest skalarą (czyli jego wartość jest identyczna w układzie wewnętrznym jądra i w układzie laboratoryjnym), jest przedstawione poniżej:

$$[E2 \times E2]^0 = \frac{Q^2}{\sqrt{5}}, \quad (1.84)$$

Elementy macierzowe złożenia operatorów można wyrazić poprzez elementy macierzowe przejść $E2$, stosując rozkład na stany pośrednie:

$$\langle f || [E2 \times E2]^J || i \rangle = \frac{(-1)^{(I_i + I_f)}}{\sqrt{2I_f + 1}} \sum_t \langle f || E2 || t \rangle \langle t || E2 || i \rangle \begin{Bmatrix} 2 & 2 & J \\ I_f & I_i & I_t \end{Bmatrix}, \quad (1.85)$$

gdzie: $\begin{Bmatrix} 2 & 2 & J \\ I_f & I_i & I_t \end{Bmatrix}$ jest symbolem 6-J Wignera.

Parametr deformacji $\langle Q^2 \rangle$ można wyrazić w następujący sposób:

$$\frac{1}{\sqrt{5}} \langle Q^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2I_i + 1}} \sum_t \langle i || E2 || t \rangle \langle t || E2 || f \rangle \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 0 \\ I_i & I_f & I_t \end{Bmatrix}. \quad (1.86)$$

Z wyznaczonych wartości parametrów deformacji $\langle Q^2 \rangle$ można obliczyć parametr $\bar{\beta}$ stosując zależność podaną w pracy [31]:

$$\langle Q^2 \rangle = \frac{3}{4\pi} Z e R_0^2 \bar{\beta}^2. \quad (1.87)$$

gdzie Z, A to liczba atomowa i masowa jądra, R_0 to promień jądra wyrażony jako $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1.2$ fm.

1.8 Elementy teorii modelu powłokowego

Struktura superzdeformowana zidentyfikowana w izotopie ^{40}Ca została zinterpretowana w modelu powłokowym cząstek oddziałujących [9]. Ze względu na to, że niniejsza praca dotyczy jądra ^{42}Ca , sąsiadującego z podwójnie magicznym jądrem ^{40}Ca , interpretacja struktury i deformacji stanów wzbudzonych w tym jądrze została przeprowadzona również w oparciu o założenia modelu powłokowego. Niniejszy rozdział stanowi wprowadzenie do teorii modelu powłokowego, natomiast w rozdziale 7.11 została zamieszczona interpretacja obserwowanych efektów w jądrze ^{42}Ca .

W modelu powłokowym jądra ruch pojedynczego nukleonu rozpatruje się jako ruch w uśrednionym polu innych nukleonów. Dany nukleon też uczestniczy w wytwarzaniu tego pola. Należy więc obliczyć najpierw stany energetyczne jednego nukleonu w uśrednionym potencjale jądra, a następnie, traktując pozostałe nukleony jako cząstki niezależne i respektując zakaz Pauliego, obsadzać nimi kolejne stany. Nukleony w jądrze oddziałują ze sobą za pośrednictwem krótkozasięgowych sił jądrowych, które maleją gwałtownie wraz ze wzrostem odległości. Poza jądrem oddziaływania silne praktycznie nie działają. Siły jądrowe mają własność wysycania, tzn. każdy nukleon oddziałuje tylko z najbliższymi nukleonami.

Układ N nukleonów, które oddziałują ze sobą siłami dwuciałowymi można opisać Hamiltonianem, w którym sumuje się energie kinetyczne poszczególnych nukleonów oraz ich względne potencjały v_{ij} :

$$H = - \sum_{i=1}^N \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + \sum_{i<j}^N v_{ij}. \quad (1.88)$$

Uwzględniając to, że krótkozasięgowe oddziaływania pomiędzy nukleonami uśredniają się tworząc pole o potencjale średnim V , który można opisać w przybliżeniu oscylatora harmonicznego równaniem:

$$V(r) = \frac{1}{2m} \omega^2 r^2, \quad (1.89)$$

gdzie: m - masa nukleonu, $\hbar\omega$ - kwant energii oscylatora, r - odległość między nukleonami, otrzymujemy Hamiltonian:

$$H = - \sum_{i=1}^N \left(\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + V_i \right) + \sum_{i<j}^N v_{ij} - \sum_{i=1}^N V_i, \quad (1.90)$$

Hamiltonian oddziaływania między nukleonami w jądrze można zapisać w następu-

jący sposób:

$$H = H_0 + H_R, \quad (1.91)$$

gdzie H_0 to Hamiltonian ruchu cząstek niezależnych w potencjale pola średniego, a H_R to Hamiltonian opisujący oddziaływania resztkowe.

W pierwszym przybliżeniu można przyjąć, że potencjał w modelu jednocząstkowym dla neutronów i protonów jest taki sam, ponieważ kulombowskie odpychanie między protonami jest zauważalne dopiero dla jąder ciężkich. Równanie Schrödingera dla nukleonu w potencjale oscylatora harmonicznego wyraża się wzorem:

$$h^0|\psi(r)\rangle = (T(k) + U(r))|\psi(r)\rangle = \epsilon|\psi(r)\rangle, \quad (1.92)$$

gdzie operator energii jest dany wzorem:

$$h^0 = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}\omega^2 r^2. \quad (1.93)$$

Przyjmując, że pole sił jądrowych ma postać sferycznie symetrycznej studni potencjału, powyższe równanie można separować na część radialną i sferyczną. Funkcje falowe są wówczas złożeniem funkcji radialnej i kątowej, reprezentowanej przez harmoniki sferyczne:

$$\psi_{nlm}(r) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (1.94)$$

gdzie n - radialna, l - orbitalna, m - magnetyczna liczba kwantowa. Liczby l i m reprezentują odpowiednio orbitalny moment pędu nukleonu i jego rzut na oś kwantyzacji.

W modelu kwantowego oscylatora harmonicznego wartości własne operatora energii (widmo energetyczne jądra atomowego) są opisane w następujący sposób:

$$E_N = (N_{osc} + \frac{3}{2})\hbar\omega_0 = (2n + l + \frac{3}{2})\hbar\omega_0, \quad (1.95)$$

gdzie $N_{osc} = 2n + l$ to liczba całkowita numerująca powłoki energetyczne. Odległości pomiędzy poszczególnymi powłokami są stałe i wynoszą $\Delta E = \hbar\omega_0$.

Powłoki wypełnia się nukleonami o przeciwnie skierowanych spinach, zgodnie z zasadą Pauliego, aż do osiągnięcia energii Fermiego, czyli stanu podstawowego jądra. Jądra atomowe, posiadające wypełnione powłoki, mają większą energię wiązania od jąder z częściowo zapełnionymi powłokami – są stabilniejsze niż jądra sąsiednie. Liczby nukleonów dla których wypełnione są odpowiednio powłoki protonowe i neutronowe, to tzw. liczby magiczne (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 dla protonów i neutronów oraz 184

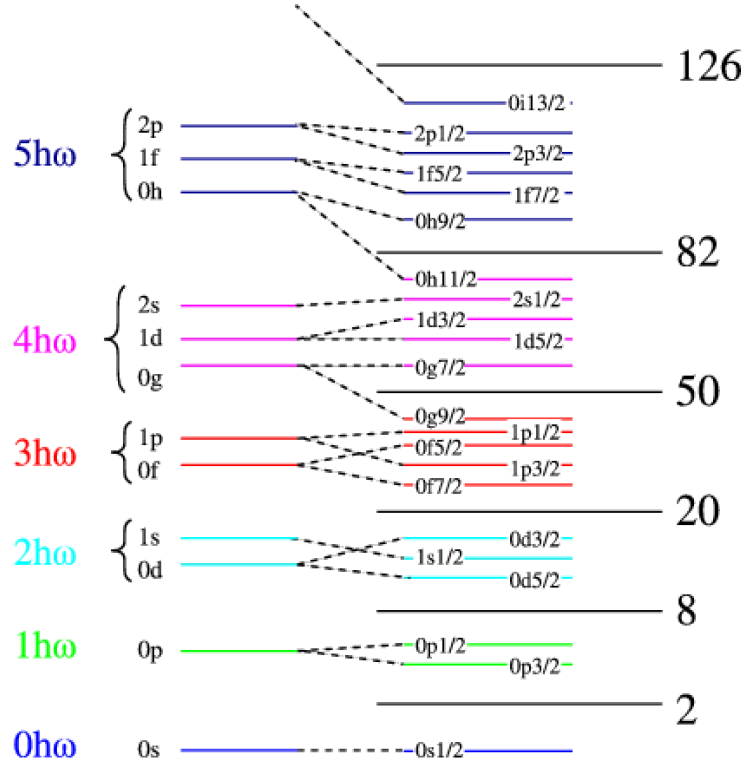
dla neutronów). Szczególnie silnie związane są jądra podwójnie magiczne, których w przyrodzie jest dziewięć: ^4He , ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Ni , ^{78}Ni , ^{100}Sn , ^{132}Sn , ^{208}Pb .

Powyżej $N_{osc} = 2$, czyli dla liczb neutronów i protonów $N, Z > 20$, potencjał oscylatora harmonicznego nie odtwarza sekwencji jądrowych liczb magicznych.

Aby poprawnie opisać strukturę stanów wzbudzonych cięższych jąder i liczby magiczne w tym obszarze, do potencjału pola średniego dodaje się człon spłaszczający dno studni potencjału i zaokrąglający jej brzegi (l^2) oraz uwzględnia się sprzężenie spin-orbita ($\vec{l} \cdot \vec{s}$). Oba człony rozmywają energię stanu:

$$V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + D\vec{l}^2 + C\vec{l} \cdot \vec{s}. \quad (1.96)$$

Wprowadzenie rozszczepienia powłoki ze względu na l^2 powoduje rozróżnienie ze względu na wartość orbitalnego momentu pędu. Dodanie zależności $\vec{l} \cdot \vec{s}$ powoduje dalsze rozszczepienie ze względu na wzajemne ułożenie wektorów \vec{l} i \vec{s} . Zachodzi wówczas rozszczepienie poziomów o danym l na dwa podpoziomy o wartości całkowitego spinu $j = l + \frac{1}{2}$ i $j = l - \frac{1}{2}$, na przykład zamiast jednego poziomu $0p$ pojawiają się dwa poziomy $0p_{\frac{3}{2}}$ i $0p_{\frac{1}{2}}$, przy czym stanom o większej wartości j odpowiadają większe energie wiązania nukleonu. Rozszczepienie to jest małe dla małych l , ale rośnie ze wzrostem l i już dla $l > 4$ jest na tyle duże, że podpoziomy $l - \frac{1}{2}$ i $l + \frac{1}{2}$ przemieszczają się do różnych powłok. W ten sposób każdy poziom energetyczny w widmie oscylatora kwantowego jest opisany zespołem liczb kwantowych: n , l , m . Pozostała degeneracja ze względu na rzut całkowitego spinu na oś kwantyzacji, j_z , powoduje, że każdy orbital może być obsadzony przez $2j + 1$ nukleonów. Przykładowo, notacja spektroskopowa orbitali jądrowych dla powłoki o $N_{osc}=0$, $l = 3$, $j = \frac{7}{2}$ wygląda następująco: $0f_{\frac{7}{2}}$. Notacja opowiadająca liczbie kwantowej $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ to odpowiednio s, p, d, f, g, \dots . Pełen zestaw powłok jądrowych został przedstawiony na rysunku 1-6. W widmie energetycznym tak zmodyfikowanego oscylatora harmonicznego można wyróżnić pewne grupy orbitali o zbliżonych energiach. Grupy te są oddzielone od siebie przerwami energetycznymi. Taki układ tworzy sekwencję powłok, które wiążą się z zestawem jądrowych liczb magicznych.



Rysunek 1-6: Sekwencja stanów wzbudzonych w modelu powłokowym.

1.8.1 Model powłokowy układu wielu cząstek oddziałujących

Oddziaływanie nukleon-nukleon (NN) w próżni jest oddziaływaniem, które opisuje zależności między nukleonami tworzącymi jądro atomowe. Jądrowy potencjał NN na bardzo krótkich odległościach jest silnie odpychający. Aby pozbyć się wpływu silnego odpychania stosuje się metodę renormalizacji, ogranicza się przestrzeń Hilberta do pewnej przestrzeni modelowej i wprowadza się potencjał efektywny:

$$H\psi = E\psi \rightarrow H_{eff}|\psi_{eff}\rangle = E|\psi_{eff}\rangle, \quad (1.97)$$

gdzie E jest energią układu, a funkcja falowa ψ_{eff} jest kombinacją liniową ścisłych rozwiązań niezaburzonego hamiltonianu H_0 . Aby poprawnie skonstruować pełen model oddziaływania należy zacząć od realistycznego oddziaływania NN (monopol-monopol), złożonego z części centralnej, sprzężenia spin-orbita oraz z części tensorowej. Hamiltonian efektywnego oddziaływania dwuciałowego nie odtwarza jednak prawidłowo widma energetycznego silnie związanych jąder w pobliżu nuklidów magicznych.

Do opisu jąder atomowych stosuje się rachunek perturbacyjny, który uwzględnia oddziaływania wielociałowe i w którym oddziaływanie resztkowe, H_R , jest traktowane jak zaburzenie pola średniego. Hamiltonian efektywny można separować na dwie części – monopolową i multipolową:

$$H = H_m + H_M, \quad (1.98)$$

gdzie H_m reprezentuje część monopolową Hamiltonianu, odpowiedzialną za ewolucję poziomów jednocząstkowych oraz odtworzenie międzypowłokowych przerw energetycznych. Wydziela się ją, aby opisać sferyczne pole średnie. Wartościami własnymi tego Hamiltonianu są efektywne energie jednocząstkowe (*ESPE*, *Effective Single Particle Energies*). Część multipolowa Hamiltonianu H_M jest odpowiedzialna za własności widma energetycznego, efekty dwójkowania (ang. *pairing*) oraz deformacje jądrowe. Człon H_m wprowadza się w przypadku, kiedy poza rdzeniem złożonym z zamkniętych powłok znajduje się duża liczba nukleonów, a ich oddziaływania (2- i 3-ciałowe) mają wpływ na potencjał pola średniego.

Reprezentacją funkcji falowej układu nukleonów w stanie k jest wyznacznik Slatera Ψ_k . Elementy macierzowe Hamiltonianu takiego układu mają postać:

$$\langle \Psi_l | H | \Psi_k \rangle = E_k \delta_{lk} + V_{lk}, \quad (1.99)$$

gdzie:

$$E_k = \sum_{i=1}^N \epsilon_k, \quad (1.100)$$

jest sumą wszystkich energii jednocząstkowych nukleonów obsadzających stany w konfiguracji k , a V_{lk} to dwuciałowe elementy macierzowe, które wynikają z parametryzacji oddziaływania dwuciałowego siłą centralną, sprzężeniem spin-orbita oraz oddziaływaniem tensorowym.

Aby przeprowadzić pełne obliczenia w tym modelu należy podzielić przestrzeń konfiguracyjną na trzy części:

- wewnętrzny rdzeń złożony z wypełnionych powłok,
- przestrzeń walencyjną, czyli zestaw kilku powłok poza rdzeniem, w którym rozwiązuje się zadany układ równań. W tej przestrzeni mogą znajdować się również nukleony walencyjne, obsadzające niezapełnione powłoki, biorące udział w oddziaływaniu,

- przestrzeń zewnętrzną, zawsze pustą, do której żaden nukleon nie ma możliwości przejścia.

Podstawowym problemem obliczeń w modelu powłokowym jest wybór przestrzeni konfiguracyjnej oraz liczby stopni swobody układu cząstek, co wiąże się również z doborem odpowiedniego oddziaływania efektywnego oraz programu do budowy i diagonalizacji wielowymiarowych macierzy.

W przypadku badań stanów wzbudzonych jąder z pobliza ^{40}Ca , w tym również ^{42}Ca , najlepszą konfiguracyjną przestrzenią walencyjną jest układ sferycznych powłok (*sd*): $1s_{1/2}$, $0d_{3/2}$, $0d_{5/2}$ oraz (*pf*): $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ i $1f_{5/2}$. Ponieważ w takim przypadku przestrzeń konfiguracyjna staje się ogromna (10^{12} wymiarów), stosuje się metodę obcięcia przestrzeni. Polega ona na zamknięciu powłoki $0d_{5/2}$, co nie ma dużego wpływu na wynik. W ten sposób tworzy się wirtualny rdzeń ^{28}Si , co również zmniejsza przestrzeń do 10^9 wymiarów (układ r_2pf).

Jednym z oddziaływań efektywnych, które są obecnie stosowane dla nukleonów w tej przestrzeni walencyjnej dla jąder z okolicy ^{40}Ca , jest SDPF.SM (SDPF - oznacza, które powłoki są włączone w przestrzeń konfiguracyjną, SM - oznacza „*shell model*”). W przypadku ^{42}Ca dla obliczeń zaprezentowanych w rozdziale 7.11 zostało zastosowane oddziaływanie SDPF-U-MIX [32]².

Obliczenia struktury elektromagnetycznej i deformacji stanów wzbudzonych jądra ^{42}Ca w ramach modelu powłokowego cząstek oddziałujących, zaprezentowane w rozdziale 7.11 niniejszej pracy, zostały wykonane za pomocą programu ANTOINE [35].

²znane są również inne empiryczne oddziaływania, takie jak GXPF1 [33] czy FPD6 [34], jednak nie zostały one wykorzystane w przypadku rozpatrywanym w niniejszej pracy

Rozdział 2

Dotychczasowe informacje o jądrze ^{42}Ca

Badania własności jądra atomowego stabilnego izotopu ^{42}Ca są prowadzone od lat sześćdziesiątych i w związku z tym jego struktura jest stosunkowo dobrze poznana w obszarze niskich spinów i energii wzbudzenia, czyli w zakresie osiągalnym dla metody wzbudzeń kulombowskich.

Aby opisać strukturę elektromagnetyczną badanego jądra, należy wyznaczyć prawdopodobieństwa przejść pomiędzy stanami. Są one zależne od energii przejścia oraz jego multipolowości, zatem również pośrednio od spinów oraz parzystości stanu początkowego i końcowego. Znajomość schematu poziomów jest zatem niezwykle istotna w analizie danych z pomiarów metodą wzbudzeń kulombowskich.

Dodatkowe informacje, takie jak czasy życia poziomów, współczynniki rozgałęzień przejść rozładowujących stany wzbudzone czy współczynniki zmieszania $\delta(E2/M1)$ stanowią dodatkowe więzy, które nałożone na zestaw elementów macierzowych, redukują liczbę stopni swobody i pozwalają na dokładny opis struktury stanów wzbudzonych badanego jądra.

W niniejszym rozdziale zebrano dostępne informacje spektroskopowe, które pochodzą z opracowania wyników następujących badań:

- wzbudzenia kulombowskiego [36],
- rozpadu β jąder ^{42}K [37–39] oraz ^{42}Sc [40–44],
- reakcji jądrowych wywołanych ciężkimi jonami: $^{28}\text{Si}(^{19}\text{F}, p\alpha)^{42}\text{Ca}$ [45]), $^{27}\text{Al}(^{18}\text{O}, p2n)^{42}\text{Ca}$ [46], $^{27}\text{Al}(^{19}\text{F}, \alpha\gamma)^{42}\text{Ca}$ [47], $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, 2p\gamma)^{42}\text{Ca}$ [48–50],

- reakcji bezpośrednich z lekkimi jądrami: (d, t) , $(^3\text{He}, d)$ i (α, p) [51–57], $(\alpha, 2p)$ [58], (t, p) [59],
- reakcji rozpraszania: (γ, γ') [60], nieelastycznego rozpraszania deuteronów [61], $(p, p'\gamma)$ [62–64],
- pomiaru czynnika g w zewnętrznym polu magnetycznym ([65]),

2.1 Schemat niskoleżących stanów wzbudzonych jądra ^{42}Ca

Do zbudowania schematu poziomów jądra ^{42}Ca przedstawionego na rysunku 2-1 wykorzystano informacje zaczerpnięte z bazy danych NNDC [66], zebrane w tabeli 2.1. Na prezentowanym schemacie kolorem niebieskim zaznaczono te przejścia γ , które zostały zaobserwowane w pomiarze wzbudzenia kulombowskiego.

W schemacie rozpadu ^{42}Ca obok przejść γ znane jest również elektryczne przejście monopolowe $E0$ ($0_2^+ \rightarrow 0_1^+$). Zostało ono opisane w pracach [63, 67, 68]. W pracy [69] w reakcji rozpraszania protonów, mierząc elektrony konwersji wewnętrznej wyznaczono stosunek intensywności linii $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ do $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$, wynoszący 1.03 (10). Bezpośrednie wprowadzenie tej danej do analizy nie było możliwe ze względu na ograniczenia stosowanego programu. Ten efekt został uwzględniony pośrednio poprzez zwiększenie o 1% niepewności wyznaczenia intensywności linii $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$.

2.2 Pozostałe znane informacje o jądrze ^{42}Ca

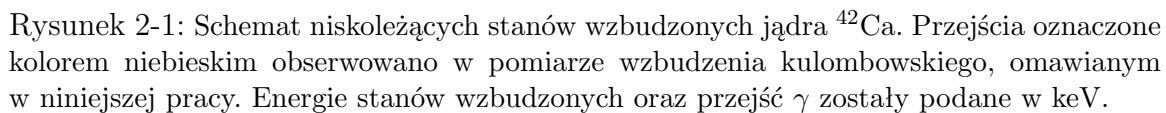
Wielkościami, które obserwuje się w pomiarach wzbudzeń kulombowskich są względne intensywności przejść γ . Na dokładność wyznaczenia elementów macierzowych przejść wpływa znajomość dodatkowych wielkości spektroskopowych, takich jak czasy życia stanów jądrowych, stosunki rozgałęzień oraz współczynniki zmieszania. Ich obecność wśród analizowanych danych narzuca kolejne więzy na rozwiązanie równania wzbudzenia i wpływa na eliminację możliwych niefizycznych wyników. Dane pochodzące z innych eksperymentów, głównie prawdopodobieństwa przejść wyznaczone z pomiarów czasów życia, mogą również posłużyć do wyznaczenia startowego zestawu elementów macierzowych.

Tabela 2.1: Zestawienie informacji o niskoleżących stanach wzbudzonych w jądrze ^{42}Ca (baza danych NNDC [66]). Pogrubioną czcionką wyróżniono stany oraz przejścia obserwowane w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego omawianym w prezentowanej pracy.

$E_{level}[\text{keV}]$	I_{level}^π	$I_f \rightarrow I_i$	$E_\gamma [\text{keV}]$	$T\lambda$
0	0_1^+			
1525	2_1^+	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1525	$E2$
2754	4_1^+	$4_1^+ \rightarrow 4_1^+$	1227	$[E2]$
		$4_1^+ \rightarrow 2_2^+$	328	$[E2]$
3189	6_1^+	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	437	$[E2]$
1837	0_2^+	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	312	$E2$
2424	2_2^+	$2_2^+ \rightarrow 0_2^+$	587	$E2$
		$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	899	$E2 + M1$
		$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	2424	$E2$
3254	4_2^+	$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	501	$[M1]$
		$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	830	$[E2]$
		$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	1729	$E2$
4715	6_2^+	$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	1461	$[E2]$
		$6_2^+ \rightarrow 6_1^+$	1526	$[E2]$
		$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	1963	$[E2]$
3392	2_3^+	$2_3^+ \rightarrow 0_1^+$	3392	$E2$
		$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1867	$E2 + M1$
		$2_3^+ \rightarrow 0_2^+$	1555	$E2$
		$2_3^+ \rightarrow 2_2^+$	968	

2.2.1 Wzbudzenie kulombowskie jądra ^{42}Ca

Jedyny dotychczasowy pomiar wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca przeprowadzono w Rochester w latach siedemdziesiątych [36]. Wiązką ^{32}S o energii 60 MeV bombardowano tarczę wzbogaconą w 94.4% w izotop ^{42}Ca napyloną na podkładkę z folii węglowej. W pomiarze wykorzystano 4 ruchome detektory NaI(Tl) – 3 w płaszczyźnie horyzontalnej, 1 ustawiony pionowo prostopadle do osi wiązki. Dodatkowo użyto 4 detektorów cząstek, umieszczonych w kątach przednich. Mierzono koincydencje cząstka- γ .



Wzbudzone kulombowsko stan 2_1^+ i wyznaczono zredukowane prawdopodobieństwo przejścia $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 412 (15) \text{ e}^2\text{fm}^4$ (odpowiadające $\tau(2_1^+) = 1.19 (4) \text{ ps}$, która to wartość została wykorzystana w analizie obecnego pomiaru). Dodatkowo za pomocą programu de Boera i Winthera [70] metodą reorientacji [71] wyznaczono spektroskopowy moment kwadrupolowy $Q_{2+} = -19 (8) \text{ e}\cdot\text{fm}^2$. Odpowiada on elementowi

macierzowemu $\langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle = -25 (10) \text{ e} \cdot \text{fm}^2$, który został wykorzystany w analizie danych z obecnego pomiaru wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca jako znany element macierzowy.

2.2.2 Czasy życia stanów wzbudzonych

W tabeli 2.2 zebrane zostały dotychczas wyznaczone czasy życia wszystkich analizowanych w niniejszej pracy stanów wzbudzonych. Użyto następujących oznaczeń:

1. RDM (z ang. *Recoil Distance Method*) - obserwacja zjawiska przesunięcia doplerowskiego energii kwantu γ emitowanego przez jądro odrzutu „w locie” oraz po zatrzymaniu w folii (tzw. *stoper*), dla różnych odległości między cienką tarczą a stoperem,
2. DSAM (z ang. *Doppler Shift Attenuation Method*) - pomiar czasu życia poprzez analizę kształtu linii γ związanego z hamowaniem wzbudzonego jądra,
3. metoda koincydencji opóźnionych β - γ - γ - pozwala na uzyskanie informacji o czasowych rozkładach koincydencyjnych, a na tej podstawie na wyznaczenie długich czasów życia stanów wzbudzonych (rzędu kilku ns),
4. koincydencje cząstka- γ (dla protonów, cząstek α i ciężkich jonów),
5. PAC (z ang. *time - differential Perturbed Angular Correlation*) [65] - pomiar czynnika g , jak również długich czasów życia metodą koincydencji proton- γ , w reakcji $^{39}\text{K}(\alpha, p)^{42}\text{Ca}$, z użyciem cienkiej tarczy z naturalnego KI napylonej na podkładkę wykonaną z Fe, poddaną działaniu zewnętrznego pola magnetycznego.

Dla większości stanów wzbudzonych ^{42}Ca widać duży rozrzut wartości z poszczególnych pomiarów czasów życia. Poniżej opisano, dlaczego zdecydowano się stosować czasy życia wyróżnione pogrubioną czcionką w tabeli 2.2 w analizie wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca :

- stan 2_1^+ (1525 keV)

Do analizy omawianego pomiaru wykorzystano czas życia stanu 2_1^+ wyznaczony z wartością $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ zmierzonego metodą wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca , ze względu na to, że ten stan był zasilany bezpośrednio w procesie

Tabela 2.2: Czasy życia stanów wzbudzonych w jądrze ^{42}Ca . Pogrubioną czcionką wyróżniono czasy życia włączone do analizy danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego.

Stan	τ [ps]	Metoda pomiarowa
2_1^+	0.75 (30)	DSAM [57]
	1.19 (4)	wzbudzenie kulombowskie [36]
4_1^+	5.1 (4)	RDM [45]
	5.1 (4)	RDM [46]
	11.5 (2.5)	RDM [54]
	2.3 (1.0)	DSAM [55]
	3.4 (-1.7;+11)	DSAM [62]
	3.8 (4)	RDM [50]
	4.45 (40)	średnia ważona
6_1^+	7650 (230)	PAC [65]
	7790 (1010)	metoda koincydencji opóźnionych [57]
	7963 (216)	koincydencje pozyton- γ [58]
	7760 (260)	koincydencje pozyton- γ [44]
	7712 (231)	średnia ważona
0_2^+	480 (30)	metoda koincydencji opóźnionych β - γ - γ [38]
	558 (8)	metoda koincydencji proton- γ [63]
2_2^+	0.16 (4)	DSAM [57]
	0.30 (-0.03;+0.04)	DSAM [62]
	0.18 (4)	średnia ważona
4_2^+	0.30 (+0.15,-0.10)	DSAM [62]
	0.15 (4)	DSAM [57]
	0.18 (3)	DSAM [72]
6_2^+	0.083 (32)	DSAM [56]
2_3^+	0.17 (3)	DSAM [72]

wzbudzenia ze stanu podstawowego (w ten sposób wyeliminowany został problem nieznanego zasilania z góry, typowy dla pomiarów metodą DSAM i RDM). W przypadku analizy danych prezentowanej w niniejszej pracy nie korzystano z innych wartości czasów życia stanu 2_1^+ .

- stan 4_1^+ (2754 keV)

Czasy życia wyznaczone metodą RDM w pracach: [50], [45] oraz [46] zostały zmierzone po wyprodukowaniu jąder ^{42}Ca w wyniku badania reakcji jądrowej na wiązce ciężkich jonów. W pomiarze omawianym w pracy [45] zaistniały problemy z poprawnym uwzględnieniem kaskady zasilającej stan 4_1^+ , natomiast otrzymany wynik pozostawał identyczny jak ten otrzymany w pracy [46]. W analizie pomiaru omawianego w niniejszej pracy wykorzystano średnią ważoną czasów życia z pomiarów: [50] oraz [46]: $\tau = 4.45$ (40) ps.

Odrzucono natomiast wynik pomiaru czasu życia stanu 4_1^+ otrzymany z reakcji (α, p) , opisaney w publikacji [54], ze względu na trudności z poprawnym uwzględnieniem populacji stanu 6_1^+ w tym eksperymencie.

Ze względu na niezwykle duży błąd pomiarowy, odrzucono również wynik otrzymany w pracy [62].

- stan 6_1^+ (3189 keV)

Czas życia stanu 6_1^+ jest bardzo długi w porównaniu z czasami życia pozostałych poziomów w izotopie ^{42}Ca . Pomiar czasu życia tego stanu dają różne wyniki ze względu na trudności w bezpośredniej populacji i obserwacji jego rozpadu.

W analizie pomiaru omawianego w niniejszej pracy wykorzystano czas życia będący średnią ważoną pomiarów: [65], [58] oraz [44]: $\tau = 7712$ (231) ps.

Ze względu na dużą niepewność wyznaczonej wartości czasu życia, odrzucono wynik pomiaru podany w pracy [57].

- stan 0_2^+ (1837 keV)

Czas życia stanu 0_2^+ , wykorzystany w analizie danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca , został wyznaczony w pomiarze rozpraszania protonów pod kątem 90° w stosunku do kierunku wiązki. W koincydencji z protonami mierzono kwanty γ za pomocą detektora scyntylacyjnego ustawionego pod kątem 70° [63]. Podana wartość jest zmierzona z dużo mniejszą niepewnością niż w starszej pracy [38], co zadecydowało o jej wyborze.

- stan 2_2^+ (2424 keV)

Ponieważ oba pomiary, w których wyznaczono czas życia stanu 2_2^+ zostały wykonane w podobnych warunkach eksperymentalnych, w analizie pomiaru omawianego w niniejszej pracy wykorzystano wartość czasu życia będącą średnią ważoną pomiarów: $\tau = 0.18$ (4) ps.

- stan 4_2^+ (3254 keV)

Ponieważ oba pomiary czasów życia zostały przeprowadzone metodą DSAM przez tą samą grupę badawczą, uznano, że do dalszej analizy zostanie wykorzystany wynik otrzymany później.

Pomiar opisany w pracy [62] ze względu na dużą niepewność został odrzucony.

- stan 6_2^+ (4715 keV)

Czas życia stanu 6_2^+ , wykorzystany w analizie danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca , został wyznaczony metodą DSAM [56].

- stan 2_3^+ (3392 keV)

Czas życia stanu 2_3^+ , wykorzystany w analizie danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca , został wyznaczony metodą DSAM [72].

2.2.3 Współczynniki rozgałęzień

Zestawione w tabeli 2.3 współczynniki rozgałęzień stanowią średnią ważoną wyników z dotychczasowych eksperymentów. W takiej postaci zostały wykorzystane w analizie danych zaprezentowanej w niniejszej pracy.

Tabela 2.3: Współczynniki rozgałęzień przejść γ w jądrze ^{42}Ca (baza danych NNDC [66]).

Rodzaj przejścia	Energia przejścia [keV]	Współczynnik rozgałęzienia
$4_1^+ \rightarrow 2_2^+ / 4_1^+ \rightarrow 4_1^+$	328 / 1227	0.010 (4)
$2_2^+ \rightarrow 0_2^+ / 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	587 / 899	0.007 (3)
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+ / 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	2424 / 899	0.429 (14)
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+ / 4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	501 / 1729	0.64 (9)
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+ / 4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	830 / 1729	0.18 (9)
$6_2^+ \rightarrow 4_2^+ / 6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	1461 / 1963	0.94 (6)
$6_2^+ \rightarrow 6_1^+ / 6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	1526 / 1963	0.15 (4)
$2_3^+ \rightarrow 2_2^+ / 2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1526 / 1963	0.23 (12)
$2_3^+ \rightarrow 0_2^+ / 2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1526 / 1963	0.163 (23)
$2_3^+ \rightarrow 0_1^+ / 2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1526 / 1963	0.92 (5)

2.2.4 Współczynniki zmieszania $\delta(E2/M1)$

W eksperymencie [64] metodą badania rozkładów kątowych promieniowania γ wyznaczono współczynnik zmieszania $\delta(E2/M1)$ dla przejścia $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ z bardzo dobrą dokładnością w porównaniu z poprzednim wynikiem, prezentowanym w pracy [61].

Współczynnik zmieszania $\delta(E2/M1)$ dla przejścia $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ został wyznaczony w pomiarze [73].

Prawdopodobieństwo przejścia $B(M1, \downarrow; 4_2^+ \rightarrow 4_1^+) = 0.47(11)$ W.u. [66] także jest znane. Zostało ono również włączone do analizy danych z omawianego pomiaru wzbudzenia kulombowskiego.

Tabela 2.4: Współczynniki zmieszania w jądrze ^{42}Ca . Pogrubioną czcionką wyróżniono współczynniki zmieszania wykorzystane w analizie danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego omawianego w niniejszej pracy.

Rodzaj przejścia	Energia przejścia [keV]	$\delta(E2/M1)$
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	899	-0.18 (2) [64] -0.20 (10) [61]
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1867	+1.7 (4) [73]

Rozdział 3

Wzbudzenie kulombowskie jądra ^{42}Ca . Układ eksperymentalny

Celem eksperymentu, który został przedstawiony w tym rozdziale, było zbadanie struktury kolektywnej w jądrze ^{42}Ca . Omawiany pomiar był pierwszym dedykowanym projektem poszukiwania i opisu niskoleżących stanów superzdeformowanych w jądrach atomowych metodą wzbudzeń kulombowskich. Ta metoda daje możliwość wyznaczenia elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych, pomiędzy stanami wzbudzonymi – w przypadku jądra ^{42}Ca w szczególności przejścia $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ o energii 587 keV, które nigdy dotąd nie było obserwowane w reakcjach ciężkojonowych fuzji-ewaporacji. Metoda wzbudzeń kulombowskich pozwala na opis deformacji stanów wzbudzonych będących podstawami pasm o dużej deformacji, jak również umożliwia zbadanie dynamiki zmian deformacji wzdłuż pasma.

Pomiar wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca odbył się w dniach 18-24.02.2010 w INFN – Laboratori Nazionali di Legnaro we Włoszech. Decyzja o przeprowadzeniu pomiaru w tym laboratorium została podjęta w związku z dostępnością w tym samym miejscu spektrometru promieniowania γ (AGATA Demonstrator), detektora cząstek naładowanych (DANTE), a także możliwością otrzymania intensywnej i stabilnej wiązki jonów ^{42}Ca . Wydajność wytwarzania wiązek metalicznych w źródle jonów i przyspieszania ich w akceleratorze typu tandem jest wielokrotnie większa od kombinacji źródło ECR+cyklotron, co znacząco obniża koszt zakupu wzbogaconego materiału.

Do wytworzenia wiązki ^{42}Ca użyto materiału w postaci CaCO_3 , wzbogaconego w 73.4% w izotop ^{42}Ca . Zawartość innych izotopów tego samego pierwiastka wynosiła: ^{40}Ca –24.3%, ^{43}Ca –0.4%, ^{44}Ca –1.8%, ^{46}Ca –0.01%, ^{48}Ca –0.09%. Zanieczyszczenia pochodzące od innych pierwiastków były śladowe.

Eksperyment wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca przeprowadzono z użyciem dwóch tarcz: ^{208}Pb o grubości 1 mg/cm^2 oraz ^{197}Au o grubości 1 mg/cm^2 . Pomiar na tarczy wykonanej ze złota początkowo miał służyć jedynie testom układu akwizycji danych. Jak się okazało, dane uzyskane ze wzbudzenia jądra ^{42}Ca na ^{197}Au miały bardzo duże znaczenie w późniejszej analizie danych, co zostało opisane w rozdziale 7.

3.1 Akcelerator Tandem-XTU

Na potrzeby eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego wiązkę ciężkich jonów ^{42}Ca przyspieszano w akceleratorze Tandem-XTU [74] (rysunek 3-1).



Rysunek 3-1: Akcelerator Tandem-XTU w INFN Laboratori Nazionali di Legnaro we Włoszech. Prawy panel przedstawia wnętrze akceleratora.

Wiązka jonów opuszcza zewnętrzne źródło z ładunkiem dodatnim ($q = +1$). Przed wejściem do tandemu jon wiązki przechodzi przez obszar, w którym reagując z jonami cezu, przyłącza 2 elektrony, co powoduje jego przeładowanie do ładunku $q = -1$. Dzięki temu po wejściu do akceleratora jony wiązki zostają silnie przyspieszone w polu wysokiego dodatniego napięcia (maksymalnie 14.5 MV). Przyspieszona wiązka trafia następnie na cienką folię węglową (ang. „*stripper*”), która powoduje jej przeładowanie do wysokiego dodatniego ładunku, wskutek czego jony ponownie doznają przyspieszenia. Energia wiązki jonów wapnia po przyspieszeniu wynosiła 4 MeV/A .

3.2 Układ eksperymentalny: AGATA i DANTE

Eksperyment wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca został przeprowadzony przy użyciu trzech pierwszych detektorów spektrometru AGATA. Do rejestracji rozproszonych jo-

nów wapnia zastosowano zestaw detektorów układu DANTE. Pomiar był prowadzony w trybie koincydencji cząstka- γ .

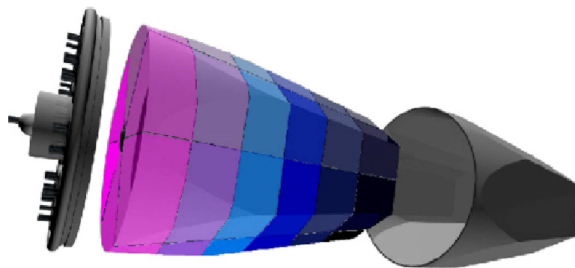
3.2.1 Spektrometr AGATA

AGATA (*the Advanced GAMMA Tracking Array*) jest europejskim projektem, łączącym 40 instytucji z 12 krajów, mającym na celu budowę nowoczesnego spektrometru promieniowania γ przy wykorzystaniu technologii segmentowanych kryształów germanu, algorytmów analizy kształtu impulsu (*PSA, Pulse Shape Analysis*) oraz śledzenia i rekonstrukcji energii kwantów γ (*tracking*).

Pierwsza kampania, w której układ AGATA zastosowano do eksperymentów fizycznych z wykorzystaniem intensywnych wiązek stabilnych, została przeprowadzona w INFN Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) we Włoszech (2010-2012). Następnie spektrometr, który w ostatniej fazie pomiarów w LNL składał się z pięciu potrójnych klastrów, został przewieziony do GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung w Niemczech. Kolejne eksperymenty z wykorzystaniem układu AGATA odbędą się w Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) we Francji. W przyszłości planuje się wykorzystanie tego urządzenia w laboratoriach, w których będą dostępne wiązki egzotyczne o dużej intensywności z akceleratorów FAIR (Niemcy), SPIRAL2 (Francja), SPES (Włochy) oraz HIE-ISOLDE (Szwajcaria).

Detektory

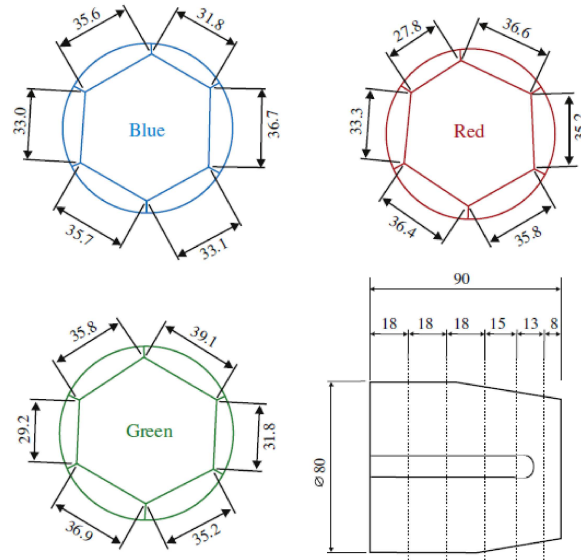
Detektory układu AGATA są oparte na technologii elektrycznie segmentowanych koaksjalnych kryształów wysokiej czystości (*HPGe*) typu *n* (rysunek 3-2).



Rysunek 3-2: Pojedynczy detektor HPGe spektrometru AGATA. Rysunek zaczerpnięty z pracy [75].

Pojedynczy detektor jest zbudowany z kryształu germanu w kształcie stożka ściętego. W budowie detektorów wykorzystano trzy różne kształty kryształów, tworzą-

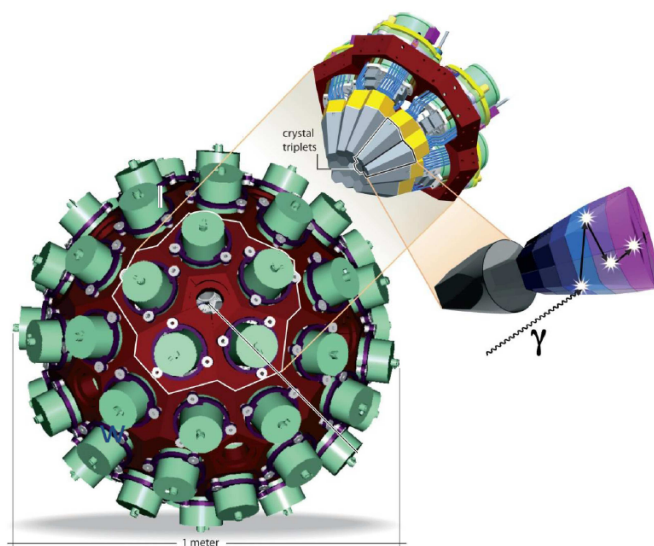
cych bryły o podstawie nieregularnych sześciokątów, które określa się przy pomocy kolorów: *red*, *blue* i *green* (rysunek 3-3), jak również liter A,B,C. Każdy kryształ ma także numer, który w połączeniu z literą stanowi symbol detektora. Dzięki zastosowaniu asymetrycznego kształtu kryształów będzie możliwe ścisłe otoczenie tarczy detektorami w docelowej formie spektrometru AGATA.



Rysunek 3-3: Geometria kryształów spektrometru AGATA. Prawy dolny rysunek przedstawia pozycje linii segmentacji elektrycznej kryształu. Wszystkie wymiary są podane w mm. Rysunek zaczerpnięty z pracy [75].

W celu maksymalizacji wydajności całego spektrometru, trzy różnego kształtu kryształy łączy się w potrójne klastry (*ATC*, *Agata Triple Cluster*), połączone wspólnym kriostatem. Dzięki temu minimalizuje się powierzchnię pasywną detektora, jaką stanowi obudowa. Docelowo układ AGATA będzie się składał ze 180 detektorów, pokrywających 82% pełnego kąta bryłowego (rysunek 3-4).

Wszystkie kryształy układu AGATA są produkowane w firmie Canberra we Francji. Każdy kryształ o wadze około 2 kg ma długość 90 mm i jest podzielony na 36 elektrycznych segmentów. W centralnej części kryształu znajduje się otwór o średnicy 10 mm. Jest to obszar, który zajmuje wspólna elektroda (rdzeń), odpowiadająca za odczyt całkowitej energii promieniowania γ zarejestrowanego w kryształach. Z każdego kryształu odczytuje się 37 sygnałów (36 sygnałów z segmentów oraz 1 sygnał z elektrody rdzenia). Każdy potrójny klaster jest wyposażony w 111 wysokiej rozdzielczości kanałów odczytu, a każdy sygnał jest przesyłany do indywidualnego przedwzmacniacza spektroskopowego. Przedwzmacniacz rdzenia dodatkowo charakteryzuje się du-



Rysunek 3-4: Schematyczny rysunek docelowej konfiguracji układu AGATA.

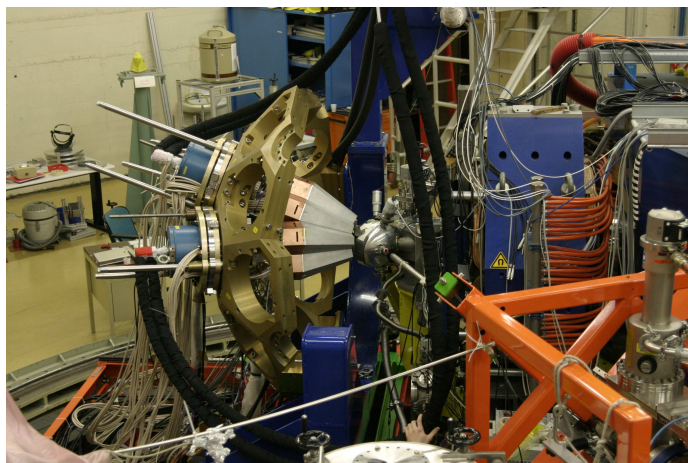
żym dynamicznym zakresem odczytu energii oraz dobrymi własnościami czasowymi. Podstawowym zadaniem przedwzmacniacza jest wolny od zakłóceń odczyt sygnału służący rejestracji niezaburzonych szybkich przebiegów, które opracowuje się używając algorytmu analizy kształtu impulsu. Dzięki zastosowaniu nowoczesnej techniki szybkiego kasowania (ang. *resetu*) taki przedwzmacniacz może odebrać do 50 kHz sygnałów. Zakres energii rejestrowanych kwantów γ wynosi nawet 180 MeV.

Każdy potrójny klaster wraz z kriostatem ma długość 92 cm i po napełnieniu ciekłym azotem waży 48 kg.

Układ demonstratora AGATA został ustawiony na ruchomej platformie spektrometru PRISMA, dzięki czemu pozycję obu urządzeń można zmieniać w zakresie od 0° do 117° względem kierunku wiązki. W omawianym eksperymencie układ AGATA został ustawiony pod kątem 63° w stosunku do osi wiązki. Na tej samej platformie umieszczono elektronikę cyfrową, zasilacze oraz system napełniania kriostatów detektorów układu AGATA ciekłym azotem (rysunek 3-5).

Pomiar wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca był pierwszym eksperymentem fizycznym, który przeprowadzono z wykorzystaniem spektrometru AGATA Demonstrator. W ówczesnej fazie składał się on z trzech potrójnych klastrów (tabela 3.1).

Promień wewnętrzny spektrometru AGATA mierzony do powierzchni kriostatu wynosi 22.5 cm (nominalna odległość zaprojektowana dla układu AGATA w pełnej konfiguracji), co pozwala na stosowanie wielu typów detektorów pomocniczych. W przypadku omawianego eksperymentu detektorem pomocniczym był układ DANTE,



Rysunek 3-5: Układ AGATA w LNL Legnaro.

Tabela 3.1: Zestaw kryształów układu AGATA Demonstrator wykorzystanych w pomiarze wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca .

KLASTER	KRYSTAŁ (numeracja w pomiarze)
ATC-1	A002 (3R)
	B005 (3G)
	C006 (3B)
ATC-2	A003 (2R)
	B003 (2G)
	C005 (2B)
ATC-3	A001 (1R)
	B002 (1G)
	C002 (1B)

który jest opisany w dalszej części tego rozdziału. Z uwagi na jego małe rozmiary, odległość układu AGATA od tarczy mogła zostać zmniejszona. W celu zwiększenia wydajności na rejestrację promieniowania γ w omawianym eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego spektrometr AGATA został przysunięty do komory tarczowej.

Analiza kształtu impulsu – PSA

Innowacyjność układu AGATA polega na możliwości rekonstrukcji trajektorii kwantów γ rozproszonych w detektorze. Informacje na temat energii oraz punktów oddzia-

ływania fotonu γ w kryształach otrzymuje się analizując kształt impulsu, narastającego w detektorze w wyniku gromadzenia ładunku wytworzonego w procesie jonizacji.

Obecne algorytmy *PSA* (*Pulse Shape Analysis*) korzystają z baz danych, zawierających wyznaczone teoretycznie przebiegi kształtu impulsu. Bazy *PSA* są tworzone dla każdego z kryształów osobno i zawierają informację o funkcji odpowiedzi każdego detektora. Są one budowane na podstawie trójwymiarowych map punktów oddziaływania w pojedynczym kryształach. Do ich wyznaczenia wykorzystuje się źródła promieniowania γ o znanych parametrach, w szczególności źródło ^{137}Cs , które emituje kwanty γ o jednej energii 662 keV. Informacje zawarte w bazach danych *PSA* pozwalają na określenie pozycyjnej zdolności rozdzielczej kryształu poprzez badanie odpowiedzi detektora na promieniowanie γ o dowolnej energii.

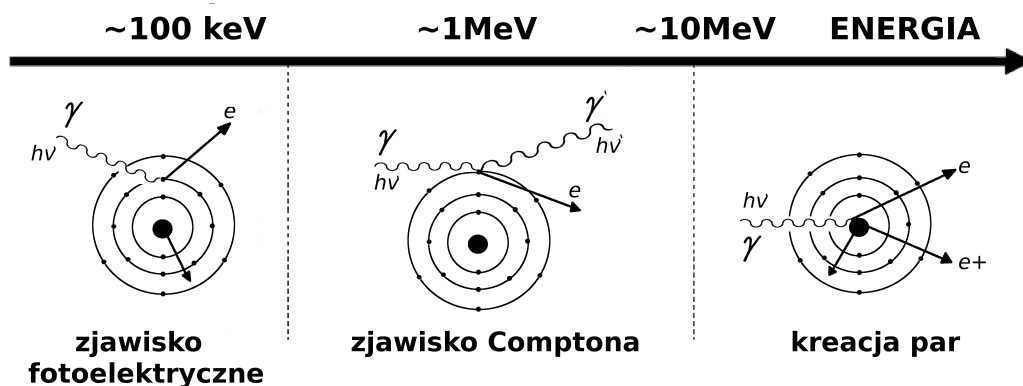
Kwant γ oddziałuje z materiałem kryształu. Każde oddziaływanie pozostawia ślad w postaci wytworzenia ładunku, który zostaje przetworzony na impuls elektryczny. Foton o energii 1.3 MeV rozprasza się w kryształach średnio w 4 punktach. Kolejne oddziaływanie może zajść w tym samym segmencie, w sąsiednich segmentach tego samego detektora lub w segmentach sąsiednich detektorów wzdłuż całej długości kryształów. Energia kwantu γ w danym punkcie (x,y,z) jest odczytywana poprzez porównanie wysokości i czasu narastania oraz opadania sygnału z wyznaczonymi wcześniej bazami danych *PSA*. Rekonstrukcja energii fotonu wymaga precyzyjnego odczytu pozycji oddziaływania. Analiza kształtu impulsu pozwala obecnie na uzyskanie 5 mm pozycyjnej zdolności rozdzielczej.

Śledzenie i rekonstrukcja energii rozproszonego kwantu γ : „tracking”

Podstawowym celem stosowania algorytmów śledzenia jest odtworzenie trajektorii oraz całkowitej energii kwantu γ rozproszonego w detektorze. Oznacza to, że algorytm musi prawidłowo rozpoznawać sekwencje punktów oddziaływania fotonu z materiałem kryształu.

Kwant γ może reagować z napotkaną materią na trzy sposoby (rysunek 3-6):

- zjawisko fotoelektryczne – proces polegający na całkowitym pochłonięciu niskoenergetycznego kwantu promieniowania γ przez atom absorbentu. Foton γ przekazuje swoją całkowitą energię jednemu z elektronów z powłoki leżącej w pobliżu jądra atomowego. W wyniku przekazu energii elektron zostaje wybit, jonizując atom. Kwant promieniowania musi mieć energię większą od energii wiązania elektronu na powłoce.



Rysunek 3-6: Oddziaływanie promieniowania γ z materią.

- zjawisko Comptona – kwanty promieniowania X lub γ oddziałują ze słabo związanymi elektronami z zewnętrznych powłok atomowych. W wyniku tego elektron zostaje wybity, unosząc ze sobą część początkowej energii fotonu promieniowania. Kwant γ o zmniejszonej energii ulega rozproszeniu. Następnie może zostać ostatecznie zaabsorbowany w detektorze po sekwencji rozprośnień, prowadzących do wystąpienia zjawiska fotoelektrycznego.
- kreacja par – kwant promieniowania γ o odpowiednio dużej energii, może zostać zamieniony w parę elektron-pozyton. Ten proces jest możliwy jedynie powyżej energii progowej oraz w obecności trzeciego ciała, co jest związane ze spełnieniem prawa zachowania energii i pędu. Powyżej energii kilku MeV proces kreacji par staje się istotny. Wówczas w punkcie pierwszego oddziaływania zostaje pochłonięta całkowita energia kwantu γ pomniejszona o wartość $2m_0c^2$, potrzebną do utworzenia pary e^+e^- . Następnie dwa fotony anihilacyjne oddziałują w punktach w pobliżu miejsca interakcji.

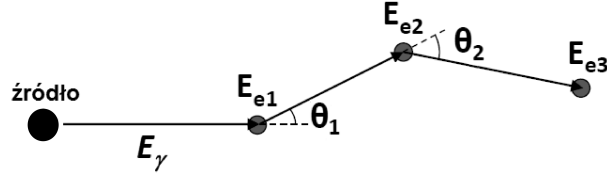
Rozpraszanie komptonowskie jest procesem, który dominuje w zakresie energii γ od 150 keV do 10 MeV (jest to zakres typowy dla spektroskopii γ), dlatego proces śledzenia i rekonstrukcji energii kwantu γ w głównej mierze opiera się na własnościach oddziaływania tego typu.

Całkowita energia rozproszonego wielokrotnie kwantu γ jest sumą energii cząstekowych:

$$E_\gamma = \sum_n E_{\gamma n}, \quad (3.1)$$

gdzie $E_{\gamma n}$ to energia cząstkowa po rozproszeniu kwantu γ o energii E_γ .

Kwant γ może się rozproszyć wielokrotnie pod różnymi kątami. Zadaniem algorytmu śledzenia jest znalezienie jego prawdziwej trajektorii (rysunek 3-7).

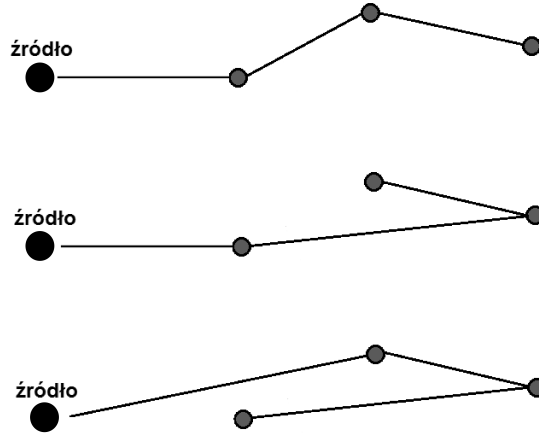


Rysunek 3-7: Trajektoria pojedynczego kwantu γ w kryształach.

Miarą jakości odtworzenia zdarzenia jest współczynnik, który określa stopień zgodności kąta rozproszenia wyznaczonego z punktów oddziaływania z kątem wyznaczonym po podstawieniu energii fotonu do formuły:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (3.2)$$

gdzie $E_{\gamma'}$ to energia po rozproszeniu fotonu γ o energii E_γ pod kątem θ .



Rysunek 3-8: Możliwe trajektorie kwantu γ rozproszonego w kryształach.

Punkty oddziaływania, które odczytuje, lokalizuje i zapisuje algorytm *PSA*, są niezbędne do przeprowadzenia procesu rekonstrukcji. Algorytm śledzenia sprawdza $N!$ możliwych permutacji punktów oddziaływania (rysunek 3-8), po czym przeprowadza test zgodności χ^2 . Odrzucane są zdarzenia odpowiadające energii cząstkowej oraz rozproszeniu w niewłaściwym kierunku. Czas, który jest potrzebny na rekonstrukcję zdarzenia, zależy wprost proporcjonalnie od liczby punktów oddziaływania.

W celu optymalizacji procedury odrzucane są przypadki rozproszenia na dużej liczbie punktów.

Istnieją dwie metody rekonstrukcji energii kwantu γ :

- „*back-tracking*” (rekonstrukcja wsteczna) – procedura rozpoczyna się od ostatniego punktu oddziaływania, najczęściej od linii pełnej energii, która leży w niskoenergetycznym zakresie widma (około 100 keV), by następnie, krok po kroku, biorąc pod uwagę własności rozpraszania Comptona, odtworzyć energię początkową kwantu γ ;
- „*forward-tracking*” – pierwszy krok polega na klasteryzacji punktów oddziaływania pochodzących od konkretnego kwantu γ o określonej energii początkowej, w przestrzeni kątowej (θ, ϕ) . Następnie analizuje się wszystkie możliwości złożenia punktów oddziaływania, przyjmując, że każda „droga” kwantu γ zaczyna się z pozycji tarczy, a kończy na linii pełnej energii.

W obu metodach rekonstrukcji zdarzenia dokonuje się biorąc pod uwagę sekwencję kątów rozpraszania, zasięg kwantu γ w materiale kryształu oraz prawdopodobieństwa rozproszenia.

Istnieją dwa podstawowe algorytmy śledzenia, które zostały wprowadzone do analizy danych z pomiarów przeprowadzonych w ramach projektu AGATA: *MGT* (*Mars Gamma-Ray Tracking*) i *OFT* (*Orsay Forward Tracking*) [76, 77]. Oba programy korzystają z metody klasteryzacji, przy czym algorytm *OFT* pracuje wydajniej w zakresie niskich energii, a *tracking MGT*, dzięki wprowadzeniu realistycznego opisu przypadków pochodzących z produkcji par elektron-pozyton, lepiej odtwarza zdarzenia w zakresie wysokich energii.

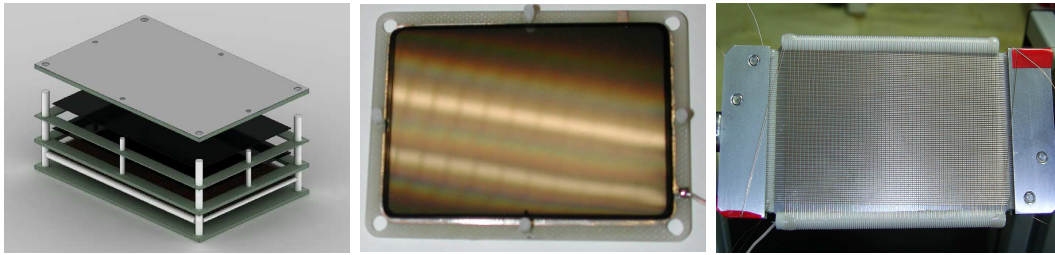
W omawianym eksperymencie do rekonstrukcji trajektorii kwantów γ w detektorze AGATA zastosowano algorytm *OFT*, gdyż maksymalne energie obserwowane w tym pomiarze nie przekraczały 2.5 MeV, zatem wkład od produkcji par był zanedbywalnie.

3.2.2 Układ detekcyjny DANTE

DANTE (*Detector Array for multi – Nucleon Transfer Ejectiles*) jest to układ detektorów typu MCP (*Micro-Channel Plate*) zbudowany w Laboratori Nazionali di Legnaro we Włoszech, który w pomiarze wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca został wykorzystany do rejestracji rozproszonych jonów wapnia. Układ DANTE [78, 79] może

pracować w zestawie od 1 do 7 detektorów, montowanych na metalowych obręczach, które można umieścić w komorze rozprożeń pod kątami mierzonymi względem kierunku wiązki: 26° , 42° , 58° , 74° , 90° , 106° , 122° , 138° , 154° . W omawianym pomiarze wykorzystano 3 detektory DANTE, które umieszczono na wspólnej obręczy pod kątem 122° w stosunku do kierunku wiązki.

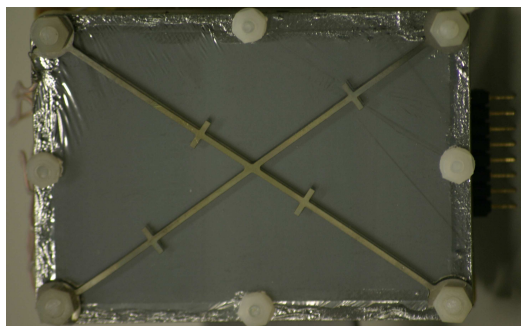
Detektory DANTE, dzięki zastosowaniu technologii MCP, charakteryzują się dużą czułością pozycyjną. Tym samym doskonale sprawdzają się w rekonstrukcji kinematyki rozproszenia ciężkich jonów, umożliwiając precyzyjne przeprowadzenie korekty dopplerowskiej ze względu na prędkość rejestrowanej cząstki.



Rysunek 3-9: Detektor DANTE. Pierwszy panel od lewej przedstawia przekrój detektora, drugi – zewnętrzną powierzchnię wykonaną z folii mylarowej, trzeci – linię opóźniającą.

Każdy detektor układu DANTE o wymiarach $40 \times 60 \text{ mm}^2$ i grubości całkowitej 13 mm składa się z następujących warstw (rysunek 3-9):

- cienka folia wykonana z mylaru, służąca do produkcji elektronów w procesie jonizacji wywołanym przez padającą cząstkę naładowaną;
- 2 detektory MCP, ułożone jeden na drugim w konfiguracji Chevron [80], służące do powielania elektronów wybitych z warstwy zewnętrznej detektora (każda płytka MCP jest wypełniona równoległymi kanałami, które działają jak typowy fotopowielacz);
- linia opóźniająca (anoda), złożona z dwóch warstw drutów miedzianych o grubości $100 \mu\text{m}$, pokrytych cyną, ustawionych wzajemnie do siebie w konfiguracji ortogonalnej. Precyzyjne określenie współrzędnych X i Y cząstki jest dokonywane na podstawie różnicy czasu rejestracji sygnału względem czasu referencyjnego, który podaje druga płytka MCP. Pozycyjna zdolność rozdzielcza detektorów układu DANTE wynosi około 1 mm;
- przedwzmacniacz (pracujący w próżni).



Rysunek 3-10: Detektor DANTE z widocznymi markerami.

Dodatkowo na powierzchni detektora, wzdłuż jego przekątnych, zostały umieszczone dwa cienkie druty z markerami. W trakcie pomiaru przesłaniają one część detektora, dając cień, który pozwala na przeprowadzenie kalibracji pozycyjnej (rysunek 3-10).

3.2.3 Elektronika i odczyt danych

Elektronika układu AGATA została zaprojektowana w sposób umożliwiający cyfrową rejestrację sygnałów i dla każdego kryształu posiada ona następujące elementy:

- *digitizer*, czyli układ elektroniczny pozwalający na szybkie przetwarzanie sygnału analogowego z przedwzmacniacza na cyfrowy (14-bitowy układ ADC (*Analog-to-Digital Converter*), częstotliwość próbkowania 100 MHz). Każdy *digitizer* szereguje sygnały i zapisuje je do pliku danych ADC, który następnie jest przesyłany światłowodem do układu elektroniki odpowiedzialnej za wstępną obróbkę danych. W digitizerach stosuje się algorytmy CFD (*Constant Fraction Discriminator*) w układach FPGA (*Field Programmable Gate Array*) w celu uzyskania osobnego szybkiego sygnału logicznego, który jest następnie wykorzystywany jako sygnał wyzwalający (ang. *trigger*) dla układów detektorów pomocniczych.
- dwie karty elektroniki odczytu ACTA (*Advanced Telecommunications Computing Architecture*), każda składająca się z 4 kart CMC (*Common Mezzanine Card*) z wyjściem PCI-express, połączonym z systemem analizy PSA. Siedem kart CMC odpowiada za odczyt sygnałów z 6 segmentów i jednego rdzenia, ósma dysponuje złączem do odczytu zewnętrznego globalnego *triggera* oraz wspólnego zegara.

Schemat działania elektroniki bezpośredniego odczytu sygnału został omówiony szeroko w pracy [75] oraz przedstawiony na rysunku 3-11.

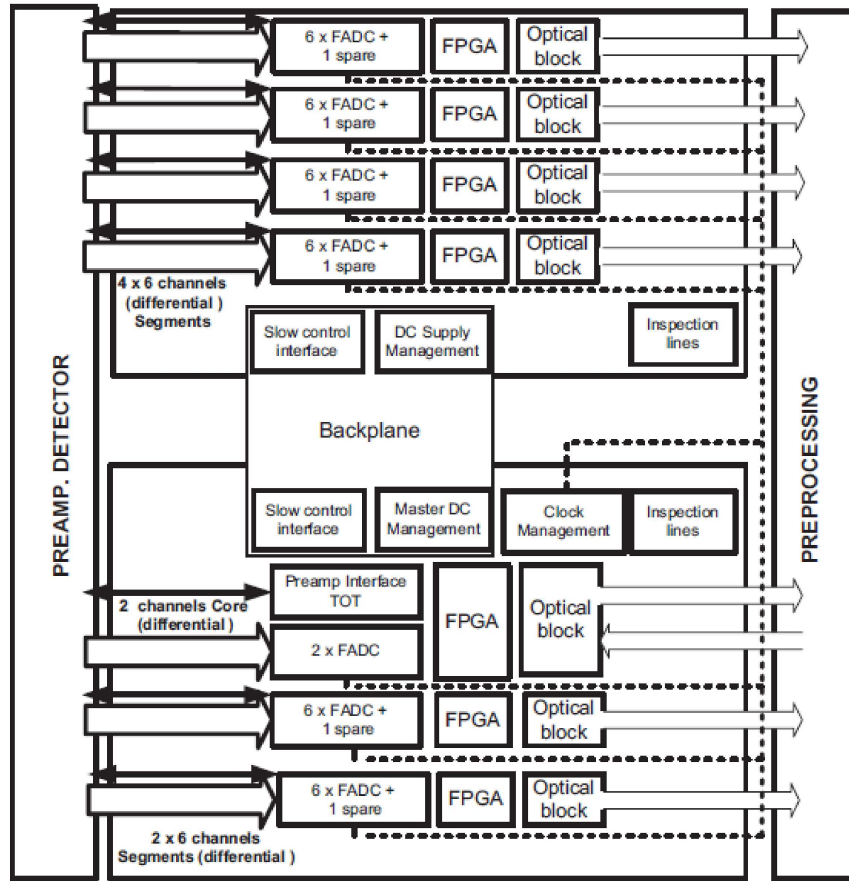
Każdy *digitizer* jest chłodzony wodą i znajduje się nie dalej niż 10 m od detektora (w celu redukcji szumów oraz straty jakości sygnału).

Objętość danych otrzymanych po cyfryzacji (*digitalizacji*) jest zmniejszana o czynnik 100 przez moduły wstępnej obróbki danych. Strumień danych jest tak silnie redukowany dzięki wybieraniu z niego tylko takich przypadków, w których zarejestrowano oddziaływanie. Dalszej obróbce podlegają sygnały z tylko tych segmentów, w których został zarejestrowany kwant γ . Każde zdarzenie jest opatrzone znakiem czasu, co pozwala na synchronizację ze wspólnym zegarem układu. Następnie zdarzenia są analizowane przez algorytm *PSA*. Liczba zdarzeń z segmentów jest zawsze równa liczbie zdarzeń rejestrowanych przez elektrodę rdzenia. Wyzwalanie każdego zdarzenia jest dokonywane przez sygnał z rdzenia, zatem rdzeń jest traktowany jako jednostka nadrzędna w układzie akwizycji.

Jeśli w pomiarze nie wykorzystuje się globalnego *triggera* (co zdecydowanie obniża liczbę zapisywanych zdarzeń), układ AGATA pracuje w trybie bez zewnętrznego wyzwalania, zapisując i analizując wszystkie zdarzenia. W procesie dalszej analizy danych można narzucić warunek wyzwalania. Taki lokalny *trigger* działa na zasadzie przeszukiwania zdarzeń z rdzenia – gdy algorytm znajdzie w strumieniu danych zdarzenie zarejestrowane przez elektrodę rdzenia, wysyła sygnał do elektroniki segmentów, co powoduje wygenerowanie przez nie odpowiedzi w formie śladu. Takie informacje są przechowywane przez następne $20\ \mu s$, po czym następuje decyzja o akceptacji lub odrzuceniu zdarzenia, którą podejmuje system GTS (*Global Trigger and Synchronization system*). Jeśli zdarzenie jest zaakceptowane, sygnał z wszystkich 36 segmentów trafia do farmy *PSA*.

Gdy układ AGATA zostaje sprzężony z detektorami pomocniczymi, wprowadza się zewnętrzny system wyzwalania sygnału.

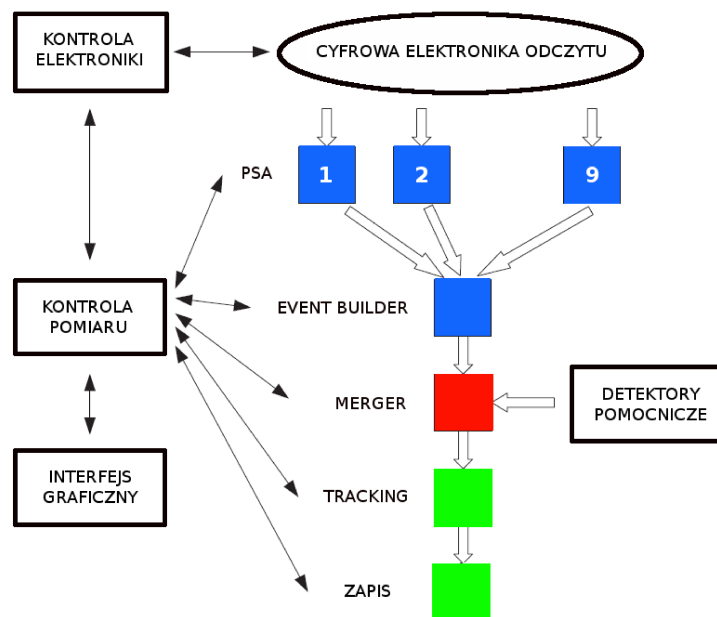
W omawianym eksperymencie do rejestracji rozproszonych ciężkich jonów wykorzystano układ DANTE. Odczyt danych pochodzących z detektorów układu DANTE został przeprowadzony w sposób analogowy. Ponieważ odczyt zdarzeń z układu AGATA jest w pełni cyfrowy, wprowadzono możliwość połączenia obu sygnałów – analogowego i cyfrowego – za pomocą układu AGAVA (*AGATA VME Adapter*). Moduł AGAVA wraz z oprogramowaniem został zaprojektowany i wykonany w Instytucie Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk w Krakowie. Układ ten sprzęga system odczytu analogowego z systemem GTS układu AGATA. Detektory dodatkowe generują



Rysunek 3-11: Schemat układu odczytu sygnału z pojedynczego detektora układu AGATA, zaczerpnięty z pracy [75].

trigger zewnętrzny w formie sygnału o długości 10 ns, przesyłanego do systemu GTS, który podejmuje decyzję o odrzuceniu bądź akceptacji zdarzenia. Taki sygnał wraca do modułu AGAVA, który w zależności od informacji z GTS, zapisuje bądź odrzuca sygnał z detektora pomocniczego.

Schemat systemu akwizycji danych został przedstawiony na rysunku 3-12. Sygnały zarejestrowane w kryształach germanowym są zapisywane w formie cyfrowej, a następnie kształty impulsu są analizowane dla każdego z kryształów osobno (*PSA*). Informacje o punktach oddziaływania, ich energii oraz znaku czasowym są zapisywane w formacie ADF (*AGATA Data Flow*). W tej formie trafiają do algorytmu, który odpowiada za złączenie danych z wszystkich kryształów do jednego ciągu bitów, tworząc zdarzenie (*Event Builder*). Tutaj kończy się etap lokalnej analizy danych, związanej z samymi detektorami układu AGATA, po czym następuje połączenie zdarzenia związanego z



Rysunek 3-12: Schemat systemu akwizycji danych układu AGATA+detektory pomocnicze.

rejestracją kwantu γ ze zdarzeniem zarejestrowanym przez układ detektorów dodatkowych (*Merger*). Ostatecznie pełna informacja o zdarzeniu, zapisana w formacie ADF, jest analizowana przez algorytm śledzenia i rekonstrukcji (*Tracking*).

Biblioteki ADF, które zawierają pełną informację zebraną w trakcie pomiaru, analizuje się stosując zewnętrzne algorytmy rozkodowujące zdarzenia. W przypadku omawianego pomiaru był to pakiet GammaWare [81], oparty na architekturze programu ROOT i korzystający z jego zasobów.

Rozdział 4

Wzbudzenie kulombowskie jądra ^{42}Ca . Analiza danych

Dane z pomiaru, którego analiza stanowi podstawę niniejszej pracy, zostały zapisane w formie śladów oddziaływań w kryształach, co pozwala na późniejszą rekonstrukcję kwantów gamma za pomocą dowolnych wersji algorytmów *PSA* i *trackingu*. Ze względu na zastosowanie w trakcie eksperymentu zewnętrznego wyzwalania, całkowita objętość danych na dysku nie przekroczyła 4.5 TB, z czego ponad połowę zapisanej przestrzeni stanowiły przebiegi sygnałów pochodzących z krótkich pomiarów kalibracyjnych, w których nie narzucano warunku koincydencji cząstka- γ .

W niniejszym rozdziale opisana jest procedura analizy danych, poczynając od widm otrzymanych bezpośrednio w pomiarze, poprzez widma po pierwszej rekonstrukcji, aż do widm uznanych za ostateczne.

4.1 Ewolucja – od widm bezpośrednich do widm ostatecznych

Ponieważ eksperyment wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca , przeprowadzony w lutym 2010 roku, był pierwszym pomiarem wykonanym przy użyciu spektrometru AGATA, analiza danych okazała się bardzo czasochłonna i skomplikowana. Wiele niespodziewanych efektów, które uwidaczniały się w miarę zaawansowania analizy, wymagało zrozumienia i skorygowania. Ze względu na ewolucję oprogramowania służącego do analizy kształtu impulsu oraz algorytmu śledzenia i rekonstrukcji energii kwantów γ , analizę danych wykonano trzy razy.

Pierwsze problemy pojawiły się tuż po eksperymencie. Dane zapisane bezpośrednio w trakcie pomiaru w formie drzew ROOT uwidoczniły kilka podstawowych problemów, które uniemożliwiły przeprowadzenie pełnej analizy wzbudzenia kulombowskiego izotopu ^{42}Ca .

4.1.1 Kalibracja wydajnościowa detektorów promieniowania γ

Najpoważniejszy problem pojawił się już na pierwszym etapie pracy – w trakcie analizy widm kalibracyjnych.

Wydajność detektora zależy od energii rejestrowanego promieniowania γ . Wyznacza się ją z równania:

$$\epsilon(E) = \frac{N}{I}, \quad (4.1)$$

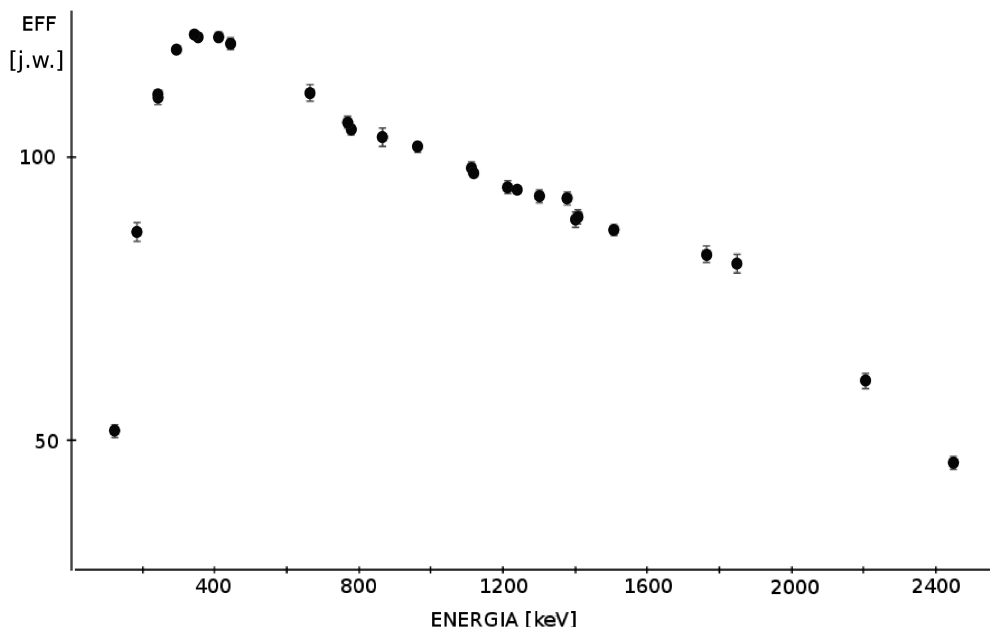
gdzie N to liczba zliczeń w kalibracyjnej linii gamma, a I to jej intensywność.

Spektrometr AGATA został potraktowany jako jeden detektor. Zestaw linii kalibracyjnych, które wykorzystano przy wyznaczaniu wydajności tego detektora, został przedstawiony w tabelach C.1 oraz C.2, zamieszczonych w dodatku C do niniejszej pracy.

Wydajność detektora AGATA, wyznaczona z widm bezpośrednich, została przedstawiona na rysunku 4-1. Wyraźnie widać gwałtowne załamanie przebiegu krzywej wydajności w okolicach energii 2 MeV. Ze względu na to, że jedna z linii bardzo ważnych z punktu widzenia badania struktury izotopu ^{42}Ca (przejście $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ o energii 2424 keV) leży właśnie w obszarze gwałtownego spadku wydajności detektora, obserwowany efekt wymagał wyjaśnienia. W tym celu zbadano wydajność każdego z trzech klastrów spektrometru AGATA niezależnie (rysunek 4-2). Widać, że problem dotyczył tylko jednego klastra.

Analiza danych wykazała, że zakres energetyczny elektrody rdzenia, która wysyła sygnał do segmentów, został przypadkowo ustawiony nieprawidłowo na jednym z dwóch przedwzmacniaczy każdego kryształu w jednym klastrze: zamiast do 4 MeV, widmo promieniowania gamma było rejestrowane do energii 2 MeV, a następnie ulegało obcięciu. Widmo zebrane za pomocą elektrody rdzenia kryształu z niewłaściwie ustawionymi parametrami przedwzmacniacza, sztucznie obcięte przy energii 2 MeV, zostało przedstawione na górnym panelu rysunku 4-3, natomiast widmo prawidłowo działającego detektora zamieszczono na panelu dolnym.

Dzięki temu, że drugi z przedwzmacniaczy posiadał zakres dynamiczny do 40 MeV, możliwa była zmiana zakresu odczytu energii poprzez odpowiednie ustawienie para-



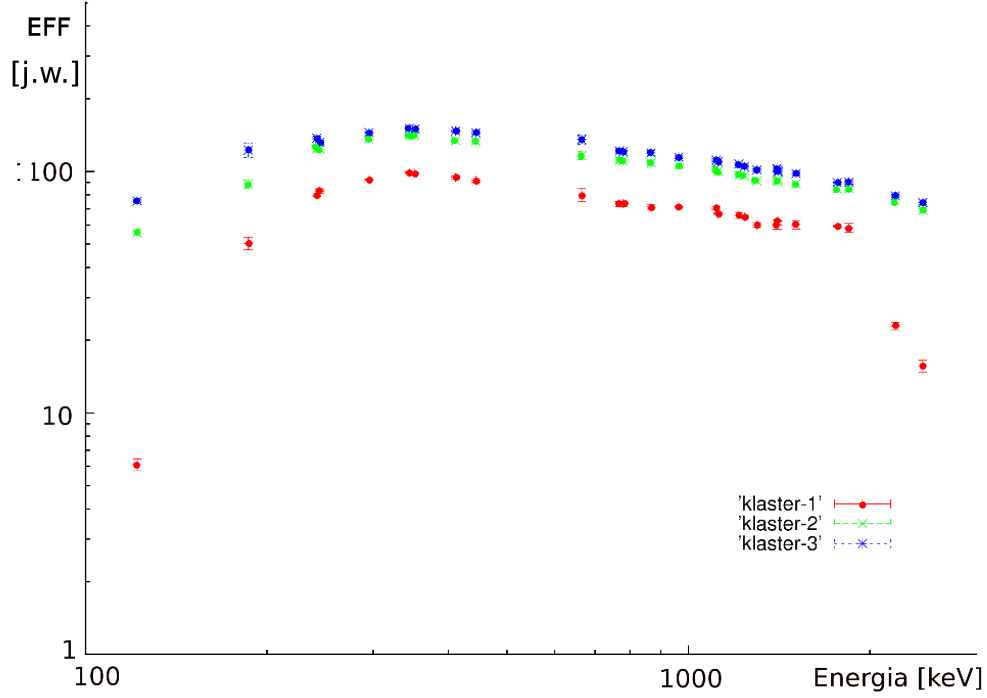
Rysunek 4-1: Krzywa kalibracyjna dla detektora AGATA - widma bezpośrednie.

metrów programu do analizy kształtu impulsu (*PSA*) dotyczących odczytu sygnału z przedwzmacniaczy.

Aby otrzymać prawidłowe widma promieniowania γ należało następnie przeprowadzić rekonstrukcję całego eksperymentu (ang. *replay* danych), zaczynając od zapisanych śladów oddziaływania. Korzystając z tego, że wszystkie pliki z przebiegami sygnałów zostały zachowane i przeniesione do Warszawy, procedura rekonstrukcji eksperymentu została przeprowadzona na miejscu (w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW), późną jesienią 2010 roku. Wykorzystano w niej oprogramowanie do analizy *PSA* oraz trackingu (*narval-emulator*), jak również narzędzia pakietu GammaWare. Całkowita rekonstrukcja pomiaru trwała 2 tygodnie, wliczając testy ustawień parametrów programu.

Na rysunku 4-4 przedstawiono krzywą wydajności detektora AGATA po pierwszej rekonstrukcji.

Do punktów doświadczalnych ze źródeł ^{152}Eu oraz ^{226}Ra dopasowano krzywą kalibracyjną za pomocą programu GREMLIN [82]. Parametry krzywych wydajnościowych dopasowanych przy użyciu tego programu można bezpośrednio wprowadzać jako dane wejściowe do programu GOSIA [25].



Rysunek 4-2: Krzywa kalibracyjna dla detektora AGATA - widma bezpośrednie, podział na 3 klastry.

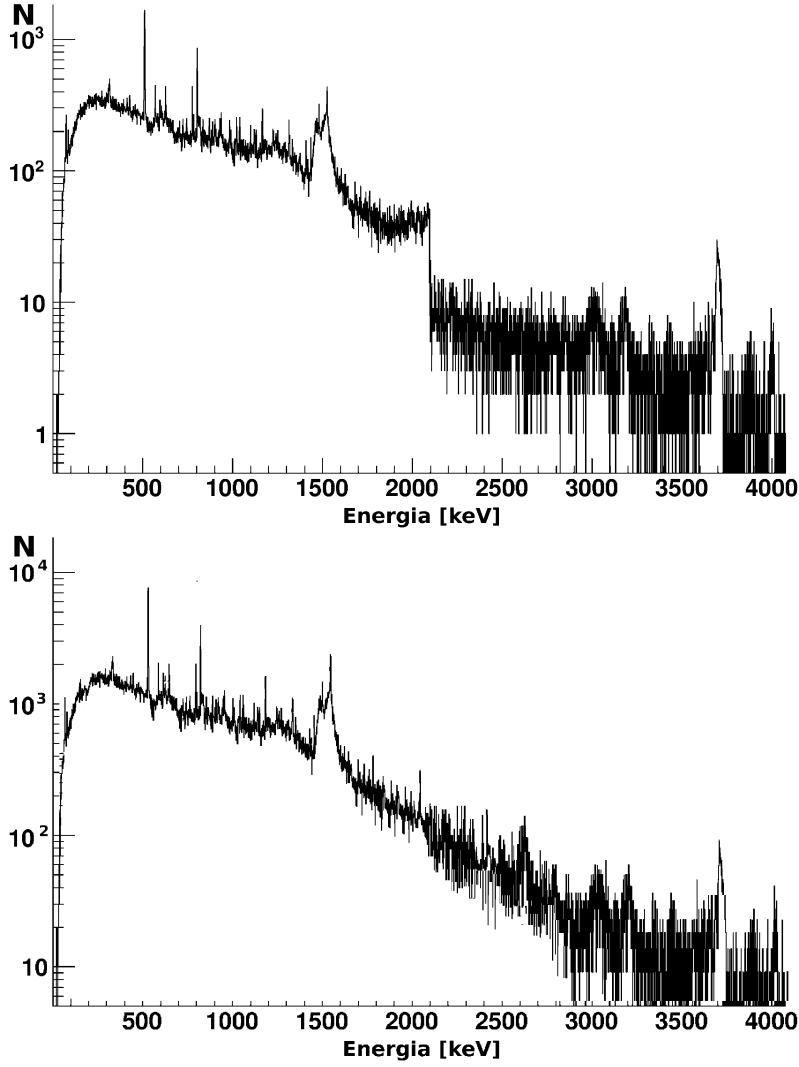
Ogólną postać dopasowanej funkcji przedstawia równanie:

$$\epsilon(E) = A(E) \cdot P(E; a_1, \dots, a_n) \cdot F(E; f) \cdot W(E; b, c), \quad (4.2)$$

gdzie:

- $A(E)$ – czynnik pozwalający na uwzględnienie absorpcji w materiale umieszczonym przed detektorem,
- $P(E; a_1, \dots, a_n)$ – czynnik opisujący zmniejszenie wydajności na rejestrację kwantów γ wraz ze wzrostem ich energii,
- $F(E; f), W(E; b, c)$ – funkcje opisujące nachylenie krzywej kalibracyjnej w obszarze niskich energii promieniowania γ .

Krzywa kalibracyjna, dopasowywana do punktów kalibracyjnych w omawianym przypadku, w części niskoenergetycznej była opisana jedynie za pomocą funkcji $F(E; f)$, a czynnik $P(E; a_1, \dots, a_n)$ został wybrany w postaci wielomianu trzeciego stopnia.



Rysunek 4-3: Widmo promieniowania γ z pomiaru $^{42}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ zebrane za pomocą elektrody rdzenia kryształów A001 (ATC1) oraz C005 (ATC2). Widoczne obcięcie przy energii 2 MeV dla kryształu A001.

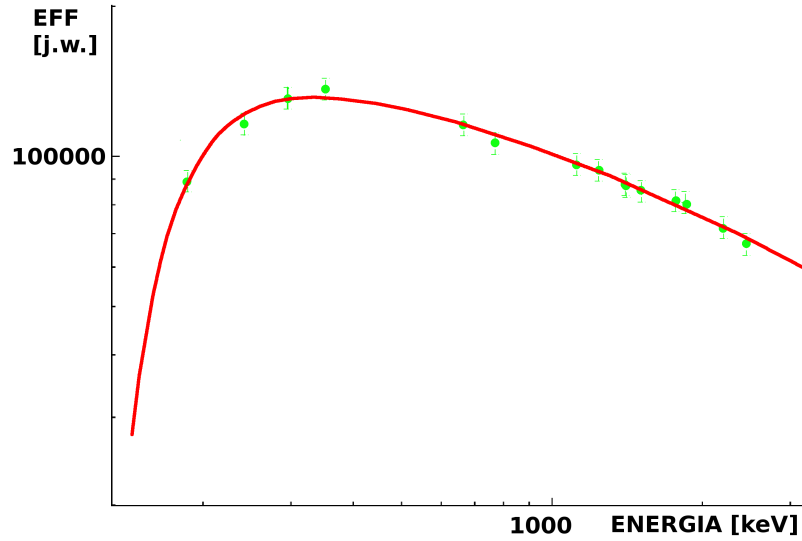
Całkowitą funkcję opisującą krzywą wydajnościową przedstawia równanie:

$$\epsilon(E) = F(E; f) \cdot P(E; a_1, \dots, a_n) = \exp \left[f \left(\ln \frac{E}{E_0} \right)^{-5} + \sum_{k=0}^3 a_k \left(\ln \frac{E}{E_0} \right)^k \right], \quad (4.3)$$

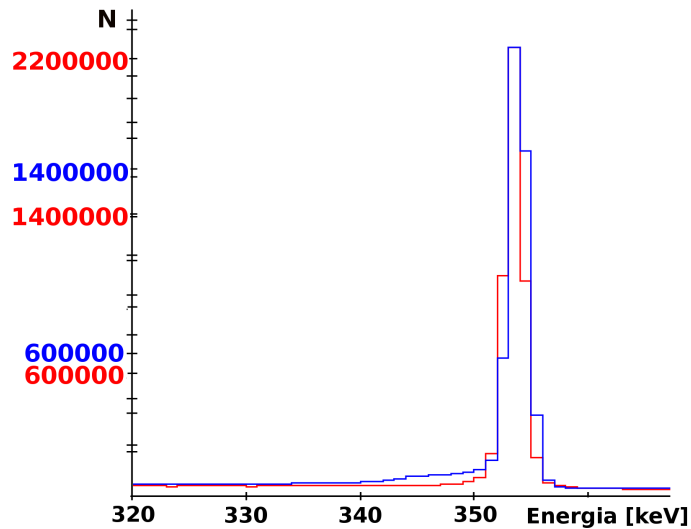
gdzie $E_0 = 50$ keV.

Jak można zauważyć, rekonstrukcja danych pozwoliła na rozwiązanie problemu załamania krzywej w obszarze energii 2 MeV (rysunek 4-4). Ponadto został częściowo usunięty problem zaburzonego kształtu linii γ . W widmach bezpośrednich każda linia

po stronie niskoenergetycznej posiadała zaciągnięcie, które prawdopodobnie pochodziło z nieprawidłowego odtworzenia energii kwantu γ : część energii kwantu γ , być może ze względu na zbyt wysoki próg akceptacji zdarzenia, w procesie rekonstrukcji była nieprawidłowo dodawana do linii całkowitej energii (rysunek 4-5).



Rysunek 4-4: Krzywa kalibracyjna dla detektora AGATA - widma po pierwszej rekonstrukcji danych.



Rysunek 4-5: Porównanie kształtu linii gamma - widmo bezpośrednie (kolor niebieski) i po pierwszej rekonstrukcji danych (kolor czerwony).

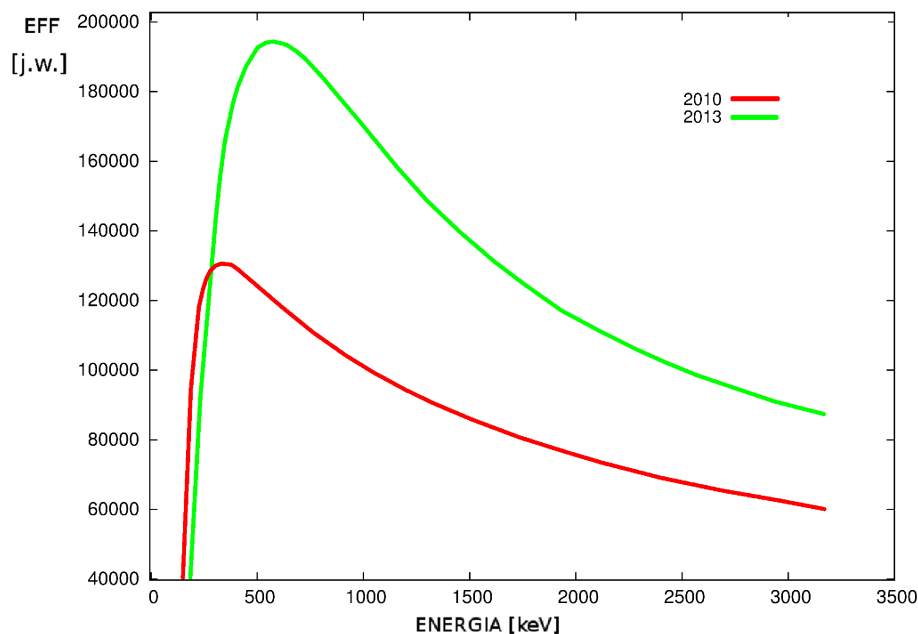
Uzyskane w ten sposób widma promieniowania γ zostały przeanalizowane. Otrzymane intensywności przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{42}Ca posłużyły do wstępnej dyskusji parametrów deformacji kwadrupolowej stanów wzbudzonych w tym izotopie, opublikowanej przez autorkę niniejszej pracy w publikacji [83].

Algorytmy *PSA* oraz *trackingu* opracowane dla układu AGATA są stale rozwijane i ulepszone. Powstają nowe mapy punktów oddziaływania w kryształach układu AGATA, co prowadzi do poprawy dokładności odczytu punktów oddziaływania w detektorze. Zestaw programów do analizy danych z układu AGATA przeszedł ewolucję od czasu uzyskania pierwszych widm z eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca . Najnowszy pakiet programów do rekonstrukcji i analizy danych, *femul*, został udostępniony w roku 2012. Ponieważ w toku analizy okazało się, że liczba zliczeń uzyskana w widmach γ nie jest wystarczająca do jednoznacznego opisu struktury stanów wzbudzonych w izotopie ^{42}Ca , wykonano ponowną instalację ulepszanego oprogramowania i po raz kolejny uzyskano widma promieniowania γ . Ponieważ nowe algorytmy nie były uniwersalne dla wszystkich dotychczasowych eksperymentów, w ostatnim podejściu należało dopasować parametry programów do danych z omawianego pomiaru. W szczególności należało przeprowadzić ponowną kalibrację czasową kryształów – okazało się, że czas zbierania ładunku z poszczególnych segmentów nie był zsynchronizowany dla całego detektora AGATA, co wpływało negatywnie na proces rekonstrukcji energii kwantu γ . Parametry *trackingu* również zostały precyzyjnie dobrane pod kątem ustawienia optymalnego progu na rejestrację pojedynczych oddziaływań.

Wiosną 2013 roku uzyskano ostateczny zestaw widm eksperymentalnych i kalibracyjnych. Należy podkreślić, że w każdym z procesów całkowitej rekonstrukcji danych, zarówno w roku 2010, jak i w 2013, oba rodzaje widm (eksperymentalne i kalibracyjne) otrzymywano przy tych samych ustawieniach parametrów *PSA* i *trackingu*, czyli w takich samych warunkach eksperymentalnych.

Kalibracja wydajnościowa detektora AGATA została przeprowadzona w identyczny sposób, jak w analizie widm bezpośrednich i po pierwszej rekonstrukcji. Na rysunku 4-6 zestawione zostały dwie krzywe kalibracji wydajnościowej – po rekonstrukcji w roku 2010 i 2013. Wyraźnie widać, że otrzymane krzywe znacząco się różnią. Maksimum obecnej krzywej jest przesunięte w stronę wyższych energii. Nastąpił również zdecydowany wzrost liczby zliczeń w otrzymanych widmach.

Na rysunku 4-7 porównane zostały dwa widma – po pierwszej rekonstrukcji, przeprowadzonej w roku 2010 i po ostatecznej rekonstrukcji danych przeprowadzonej w roku 2013. Widać znaczny wzrost liczby zliczeń, jak również zmianę profilu



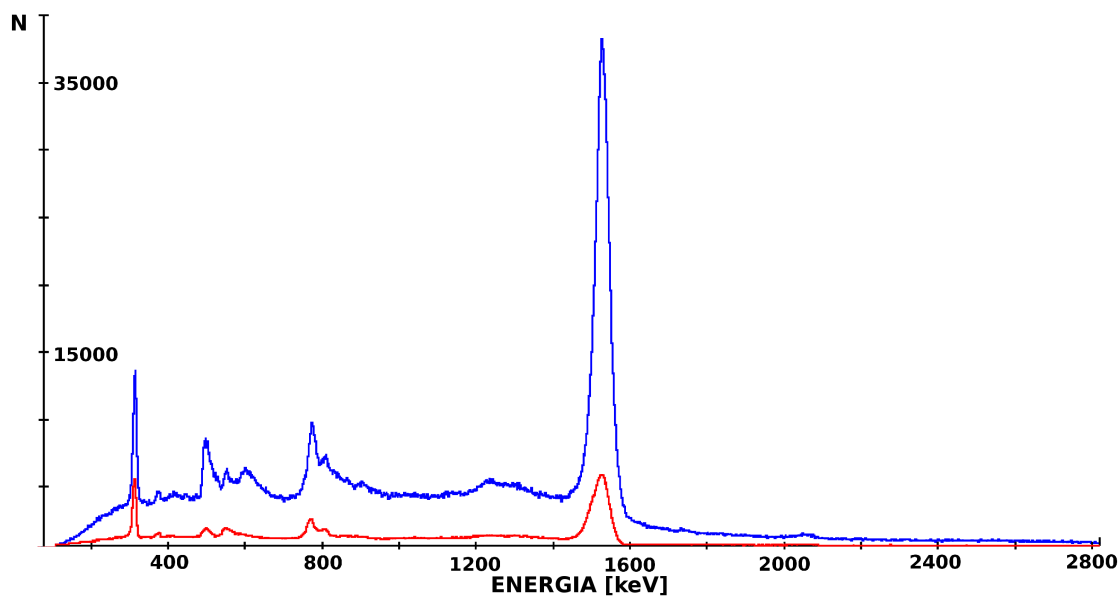
Rysunek 4-6: Kalibracja wydajnościowa detektora AGATA - porównanie krzywych otrzymanych po pierwszej i ostatniej pełnej rekonstrukcji.

widma γ , wynikającą ze zmiany parametrów *PSA* oraz *trackingu*. Ponieważ próg na rejestrację pojedynczych oddziaływań został podniesiony, tło w obszarze niskich energii uległo wyraźnej redukcji.

Kryterium oceny poprawności rekonstrukcji była powtarzalność wyniku, czyli zachowanie identycznego stosunku intensywności linii 312 keV do 1525 keV, będących dwiema najsilniejszymi obserwowanymi liniami γ w omawianym pomiarze. Warunek ten został spełniony dla rekonstrukcji w 2010 i w 2013 roku. Dzięki znaczącemu wzrostowi liczby zliczeń w widmach z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca , zredukowano niepewności wyznaczonych intensywności linii γ .

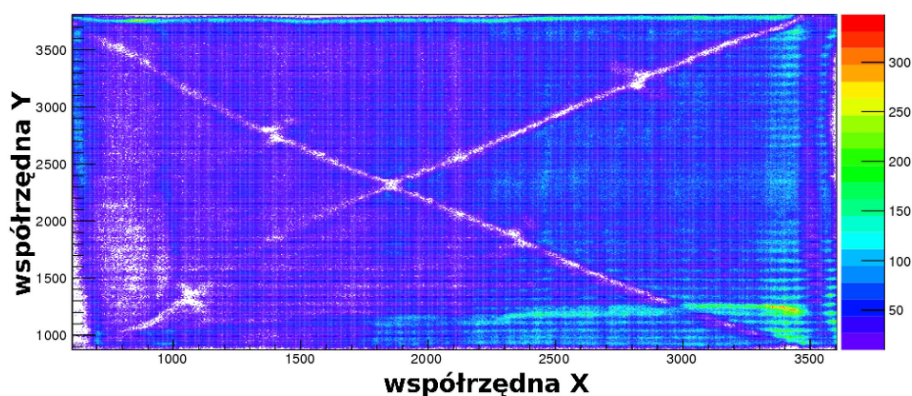
4.2 Widma eksperymentalne

Analiza danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca była prowadzona etapami. Po kolei nakładano warunki: na poprawnym zakresie kątów rejestracji rozproszonych jonów wapnia (rysunek 4-8) oraz na czasie koincydencji cząstka- γ (rysunek 4-9). Następnie przeprowadzano korekcję dopplerowską poszerzenia linii γ ze względu na prędkość jądra ^{42}Ca .



Rysunek 4-7: Porównanie widm promieniowania γ otrzymanych po pierwszej (kolor czerwony) i ostatniej pełnej rekonstrukcji (kolor niebieski).

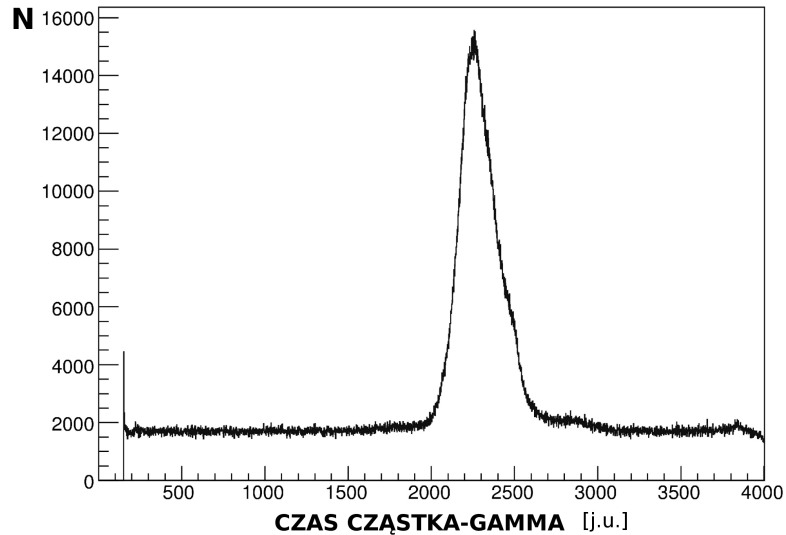
Kalibracji pozycyjnej detektora cząstek dokonywano na podstawie znajomości pozycji markerów widocznych na rysunku 4-8 w widmie cząstek naładowanych.



Rysunek 4-8: Widmo cząstek naładowanych zarejestrowane przez jeden z detektorów układu DANTE.

Bramka koincydencyjna była dobierana dla każdego detektora DANTE osobno, z uwagi na ich różne widma czasowe. Obserwowana w widmie linia odpowiada zdarzeniom pochodzącym z prawdziwych koincydencji cząstka- γ – detektor DANTE zarejestrował rozproszony jon wapnia jednocześnie z kwantem γ pochodzącym z tego

samemu akty wzbudzenia, zarejestrowanym przez detektor układu AGATA. Należy podkreślić, że kształt linii w widmie czasowym nie zmienia się z energią promieniowania γ .



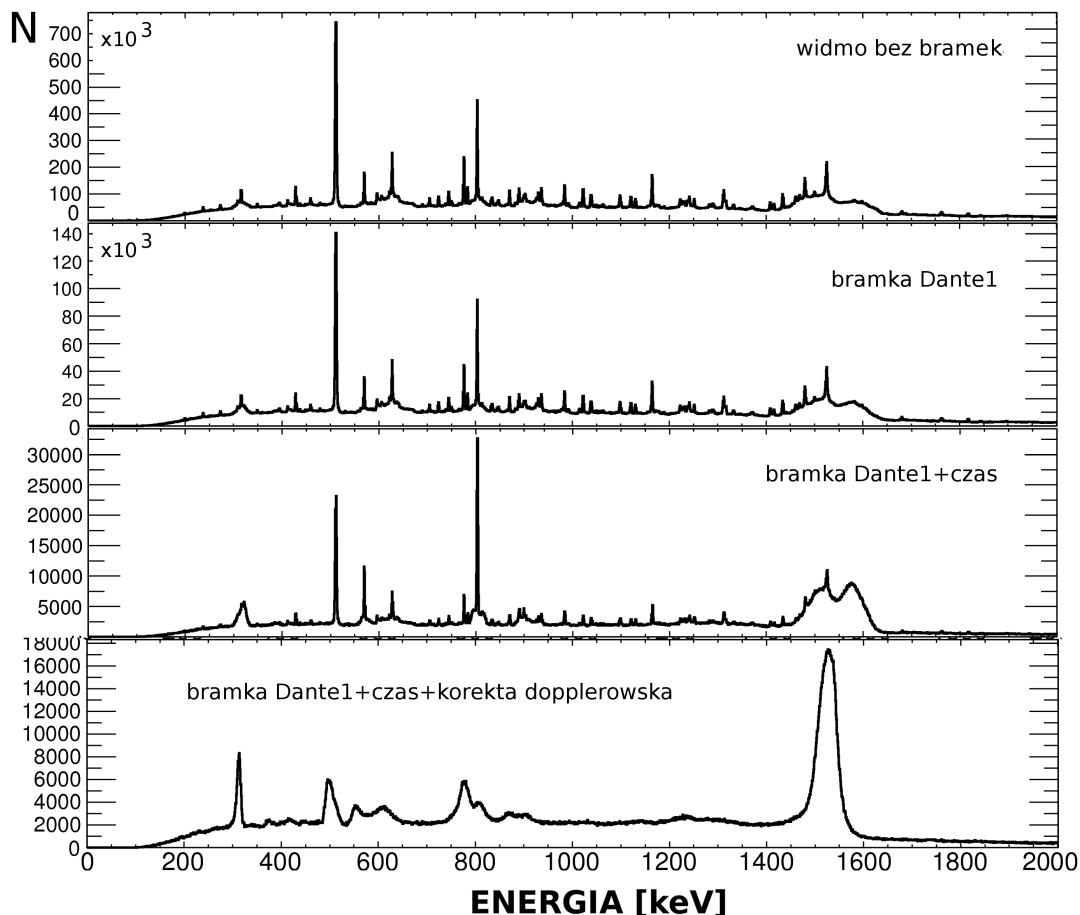
Rysunek 4-9: Widmo czasu koincydencji cząstka- γ dla spektrometru AGATA i jednego z detektorów układu DANTE.

Na rysunku 4-10 zestawiono widma promieniowania γ odpowiadające nakładanym kolejno warunkom: pozycyjnemu (na widmie cząstek detektora DANTE), czasowemu oraz po skorygowaniu widma ze względu na prędkość jonów wapnia.

Analiza otrzymanych widm wykazała, że udało się wzbudzić następujące stany w jądrze ^{42}Ca :

- 2_1^+ (1525 keV), $E_\gamma=1525$ keV,
- 4_1^+ (2752 keV), $E_\gamma=1227$ keV,
- 0_2^+ (1837 keV), $E_\gamma=312$ keV,
- 2_2^+ (2424 keV), $E_\gamma=899$ keV oraz 2424 keV,
- 4_2^+ (3254 keV), $E_\gamma=1729$ keV.

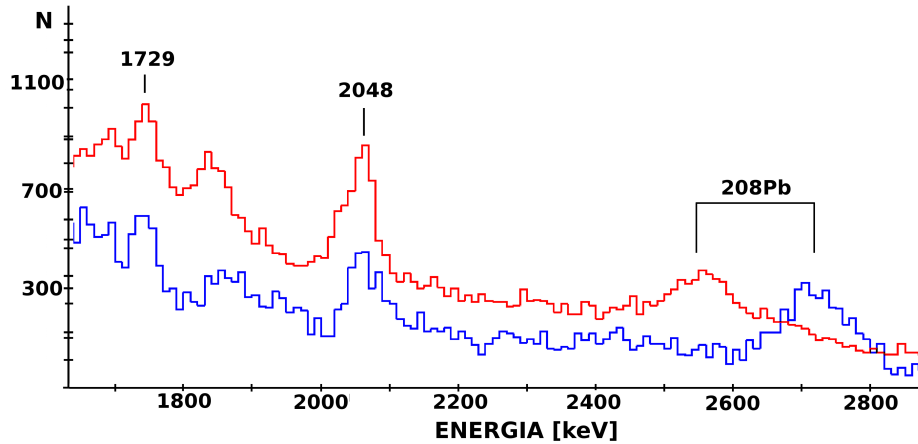
Wzbudzenie stanu 6_1^+ (3189 keV), $E_\gamma=437$ keV, było stosunkowo słabe i ze względu na bardzo długi średni czas życia tego poziomu (7.7 ns) linia o energii 437 keV uległa rozmyciu przy nakładaniu warunku na prędkość rozproszonego jonu wapnia.



Rysunek 4-10: Eksperyment wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca . (1) Widmo promieniowania γ bez nałożonych warunków. (2) Widmo promieniowania γ - warunek pozycyjny na detektorze DANTE. (3) Widmo promieniowania γ - warunek pozycyjny na detektorze DANTE oraz bramka na czasie koincydencji cząstka- γ , po odcięciu tła. (4) Widmo promieniowania γ - korekta ze względu na prędkość ^{42}Ca , warunek pozycyjny na detektorze DANTE oraz bramka na czasie koincydencji cząstka- γ , po odcięciu tła.

4.2.1 Obserwacja linii nieznanego pochodzenia

W trakcie analizy danych okazało się, że silnej linii o energii 2048 keV, widocznej w zebranym widmie promieniowania γ , nie można zidentyfikować w ramach dotychczas znanego schematu poziomów ^{42}Ca , chociaż zarówno poszerzenie dopplerowskie obserwowanego przejścia (korekta poszerzenia ze względu na prędkość jonów ^{42}Ca rozproszonych w kątach wstecznych), jak również pozycja linii w widmach γ mierzonych w koincydencji z jonami wapnia rejestrowanymi w detektorach pod różnymi kątami (rysunek 4-11), sugerowały jej pochodzenie ze wzbudzonego kulombowsko ją-



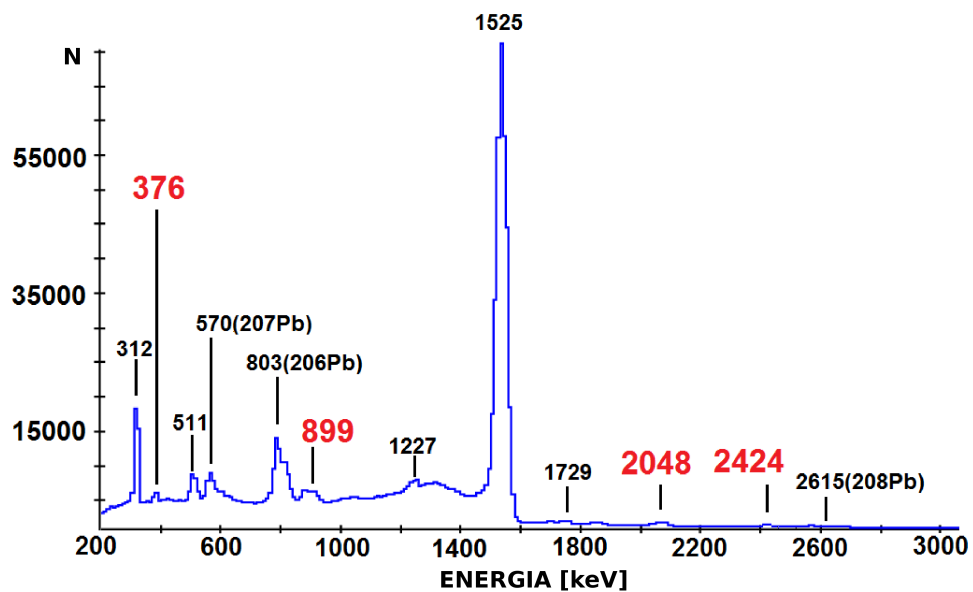
Rysunek 4-11: Widmo promieniowania γ skorygowane ze względu na prędkość jonów ^{42}Ca . Pomiar w koincydencji z rozproszonymi jonami wapnia, zarejestrowanymi w dwóch detektorach układu DANTE (różnica pomiędzy pozycjami detektorów cząstek: $\Delta\phi=120^\circ$).

dra pocisku.

W jądrze ^{42}Ca znane jest przejście typu $E1$ o energii 2048 keV, które odpowiada za rozpad stanu 1_1^- o energii 3885 keV. Obliczenia przeprowadzone za pomocą programu GOSIA wykazały jednak, że obserwowane w pomiarze wzbudzenia kulombowskiego przejście o energii 2048 keV nie może odpowiadać za deekscytację stanu 1_1^- w ^{42}Ca , gdyż w tym przypadku prawdopodobieństwo przejścia $B(E1)$ przekraczałoby 10^6 W.u. [84]. Tym samym odrzucono hipotezę wzbudzania stanu 1_1^- w tym jądrze.

Dodatkowo zaobserwowano drugą linię o energii 376 keV. Suma energii obu dodatkowych przejść daje dokładnie 2424 keV, czyli energię stanu 2_2^+ w paśmie bocznym w ^{42}Ca (rysunek 4-12), co sugerowało istnienie nieobserwowanego dotąd poziomu o energii 2048 keV w tym jądrze.

Ponieważ ewentualne istnienie takiej struktury drastycznie zmieniałoby mechanizm wzbudzenia pozostałych poziomów w ^{42}Ca , należało wyjaśnić pochodzenie dodatkowych przejść.



Rysunek 4-12: Widmo promieniowania γ skorygowane ze względu na prędkość jonów ^{42}Ca . Zaznaczono linie pochodzące z deekscytacji stanów wzbudzonych w jądrze ^{42}Ca (kolor czarny) oraz dwie linie o nieznanym pochodzeniu (376 i 2048 keV) i linie związane z rozpadem stanu 2_2^+ o energii 2424 keV (kolor czerwony).

Rozdział 5

Badanie rozpadu stanu wzbudzonego 2_2^+ w ^{42}Ca

5.1 Motywacja

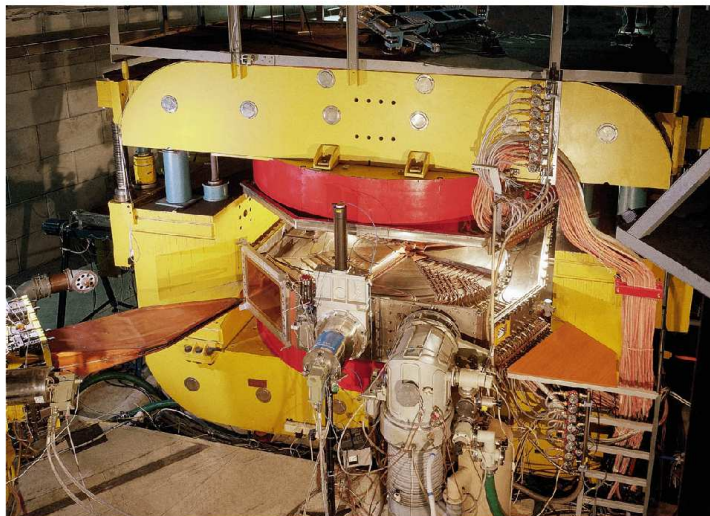
W dniach 10-14 października 2011 roku w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego został przeprowadzony eksperyment uzupełniający, w którym obserwowano rozpad produktów reakcji ciężkojonowej $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$. Pomiar wykonano z użyciem wielodetektorowego spektrometru promieniowania γ – EAGLE. Był to pierwszy eksperyment przeprowadzony z użyciem detektorów HPGe Phase-I udostępnionych przez europejskie konsorcjum GAMMAPOOL.

Motywacją do przeprowadzenia tego eksperymentu była obserwacja przejść o energiach 376 keV oraz 2048 keV w widmie promieniowania γ z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca , co zostało opisane w poprzednim rozdziale niniejszej pracy. Celem omawianego w tym rozdziale eksperymentu było potwierdzenie dotychczas znanego schematu niskoleżących stanów wzbudzonych w ^{42}Ca z naciskiem na rozpad stanu 2_2^+ o energii 2424 keV w paśmie bocznym.

5.2 Układ eksperymentalny

5.2.1 Warszawski cyklotron U200P

Pomiar został wykonany z wykorzystaniem wiązki ^{32}S , przyspieszonej przez ciężkojonowy cyklotron U200P (zdjęcie 5-1), którym dysponuje Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów Uniwersytetu Warszawskiego. Jest to izochroniczny akcelerator ko-



Rysunek 5-1: Cyklotron U200P, Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów UW.

łowy, który dostarcza wiązek ciężkich jonów od ^4He do argonu włącznie. Obecnie trwają prace nad wdrożeniem technologii wytwarzania i przyspieszania jonów cięższych pierwiastków, w tym również metalicznych. Maksymalne wartości energii wiązki sięgają 10 MeV/A.

Energia wiązki przyspieszanej w cyklotronie określona jest wzorem:

$$\frac{E}{A} = K \cdot \left(\frac{Q}{A} \right), \quad (5.1)$$

gdzie: E [MeV] to energia całkowita jonu, A – liczba masowa jonu, Q – stan ładunkowy przyspieszanego jonu, K – stała charakteryzująca cyklotron (w przypadku cyklotronu w ŚLCJ, parametr K mieści się w przedziale 120–160).

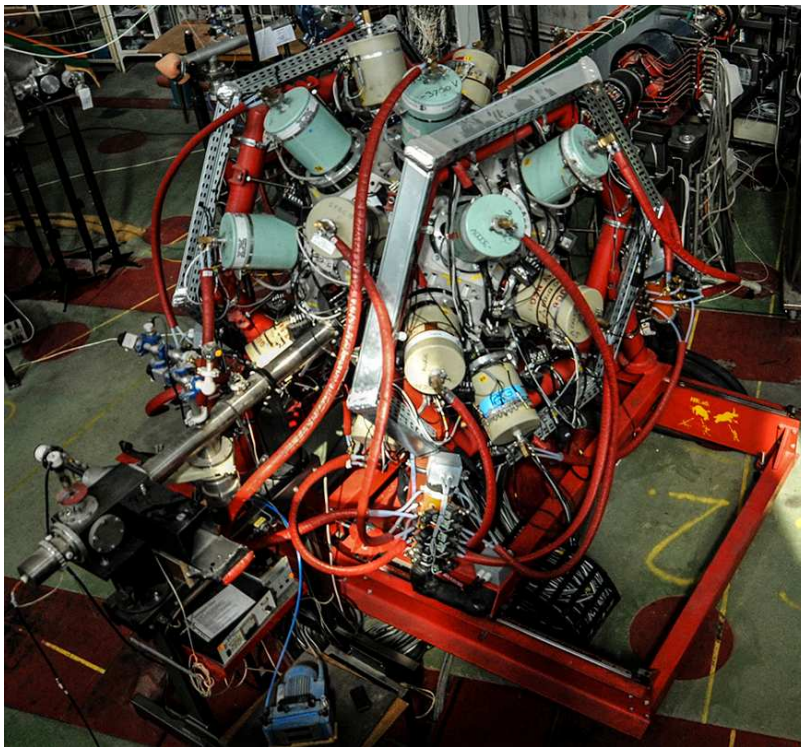
Energia wiązki może być modyfikowana poprzez zmianę promienia, przy którym następuje jej wyprowadzenie z cyklotronu. Stosunek Q/A jest charakterystyczny dla przyspieszanego jonu.

Przyspieszana wiązka ma charakter impulsowy – jony są wyprowadzane paczkami w stałych odstępach czasowych (w przypadku omawianego pomiaru impuls przychodził co 5.5 ms). Sam impuls wypełnia 30% tego czasu, co oznacza, że po każdym impulsie trwającym 1.65 ms następują 3.85 ms oczekiwania na kolejny impuls (makrostruktura wiązki). Wiazka posiada też mikrostrukturę o okresie ok. 60 ns, która jednak nie była wykorzystywana w omawianym pomiarze.

Dokładny opis działania Warszawskiego Cyklotronu znajduje się w pracy [85].

5.2.2 EAGLE – wielodetektorowy spektrometr promieniowania γ

Promieniowanie γ pochodzące z deekscytacji stanów wzbudzonych w jądrach produkowanych w opisywanej reakcji było rejestrowane przez spektrometr EAGLE (*central European Array for Gamma Levels Evaluation*) [86]. Jest to wielodetektorowy układ pomiarowy, który można dostosowywać do potrzeb badań z dziedziny spektroskopii γ , prowadzonych z wykorzystaniem wiązek dostarczanych przez akcelerator w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW (rysunek 5-2). Geometria tego spektrometru została zaprojektowana w taki sposób, aby można go było połączyć z detektorami pomocniczymi, takimi jak np. zestaw krzemowych detektorów do rejestracji cząstek lekkich (*SiBall*), spektrometr elektronów konwersji wewnętrznej i komora rozprożeń dla eksperymentów wzbudzeń kulombowskich. Układ budowano w latach 2006-2009. W pełnej konfiguracji może zostać wyposażony w 30 detektorów germanowych w osłonach antykomptonowskich. Dokładny opis układu detekcyjnego EAGLE znajduje się w pracy doktorskiej [87] oraz w publikacji [86].



Rysunek 5-2: Układ EAGLE, Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów UW.

W omawianym eksperymencie układ EAGLE był wyposażony w 15 kolimowanych detektorów germanowych wysokiej czystości (*High Purity Germanium*, HPGe). Każdy detektor germanowy był umieszczony w osłonie antykomptonowskiej, zbudowanej z detektorów scyntylacyjnych BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). Wydajność pojedynczego detektora HPGe układu EAGLE wynosiła 70% ¹. Wydajność bezwzględna całego spektrometru w konfiguracji 15 HPGe dla linii 1333 keV (^{60}Co) wynosiła 1.8 % [88].

W tabeli 5.1 zebrano informacje dotyczące geometrii układu EAGLE w omawianym eksperymencie.

Tabela 5.1: Geometria układu EAGLE.

Numer detektora	kąt θ	kąt ϕ
1	143°	144°
2	143°	216°
3	37°	180°
4	79°	180°
5	101°	216°
6	37°	256°
7	143°	0°
8	37°	36°
9	37°	324°
10	79°	324°
11	101°	72°
12	101°	0°
13	79°	108°
14	79°	36°
15	143°	72°

5.3 Opis eksperymentu

Pomiar został zaplanowany w taki sposób, aby kanał, w którym produkowany jest ^{42}Ca , był najsilniejszym w proponowanej reakcji. Przeprowadzono symulacje programami

¹Wartość podana w porównaniu z wydajnością rejestracji kwantu γ o energii 1332 keV w detektorze NaI o wymiarach $3'' \times 3''$.

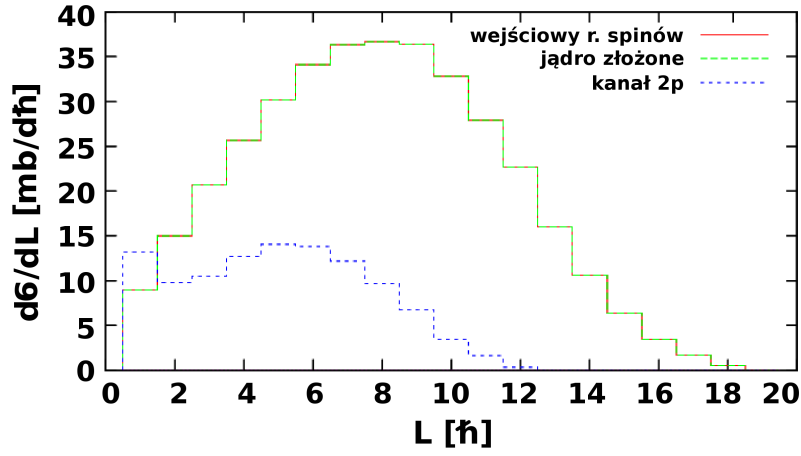
COMPA [89] oraz PACE4 [90]. Tarcza oraz wiązka (jak również energia wiązki) zostały tak dobrane, aby populować stany niskospinowe w jądrze ^{42}Ca . Wyniki symulacji wykonanych za pomocą programu COMPA (tabela 5.2, ilustracje 5-3 oraz 5-4), jak również programu PACE4 (tabela 5.3), wskazywały na silne zasilanie kanału $2p$, czyli ^{42}Ca w reakcji $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$ przy energii wiązki 76 MeV.

Tabela 5.2: Kanały reakcji $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}\rightarrow^{44}\text{Ti}^*$. Obliczenia wykonane przy użyciu COMPA.

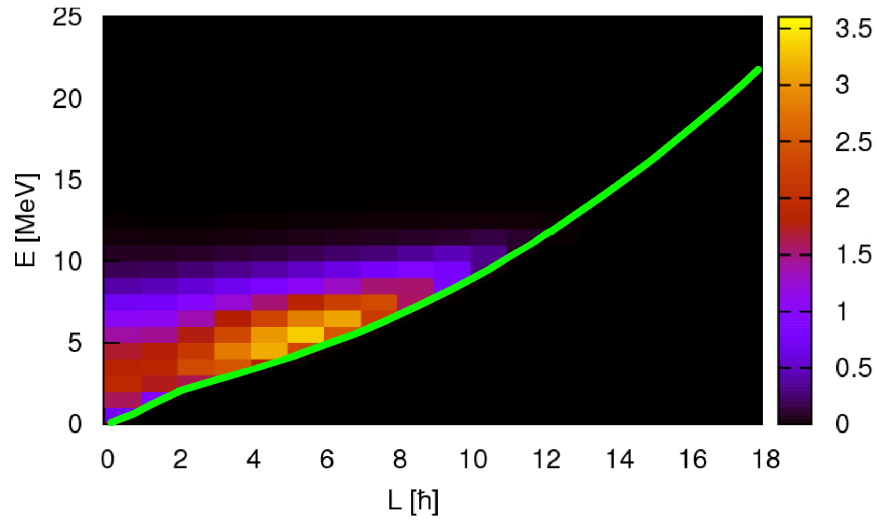
Kanał reakcji	Przekrój czynny [mb]
^{42}Ca	109
^{39}K	106
^{40}Ca	65
^{43}Sc	28
^{42}Sc	26
^{43}Ti	4
^{36}Ar	3
^{39}Ca	1
^{41}Ca	0.1
^{42}Ti	0.02

Tabela 5.3: Kanały reakcji $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}\rightarrow^{44}\text{Ti}^*$. Obliczenia wykonane przy użyciu programu PACE4.

Kanał reakcji	Przekrój czynny [mb]
^{39}K	283
^{42}Ca	123
^{42}Sc	86
^{40}Ca	80
^{43}Sc	31
^{39}Ca	1
^{36}Ar	1



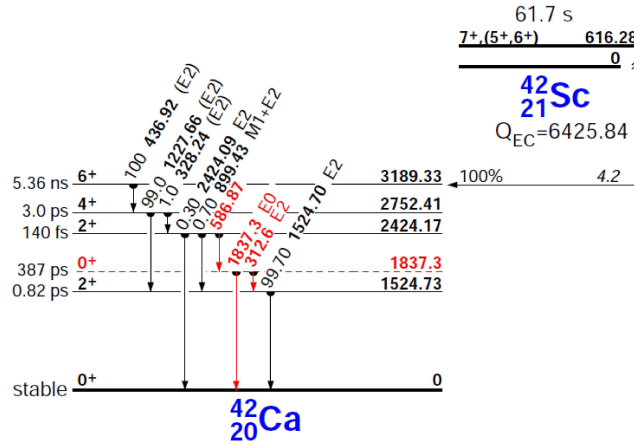
Rysunek 5-3: Rozkład momentów pędu otrzymany w omawianej reakcji, przy założeniu mechanizmu pełnej fuzji $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{44}\text{Ti}^*$: dla jądra złożonego ^{44}Ti (linia zielona) oraz dla jądra ^{42}Ca (kanał reakcji $0n2p0\alpha$, linia niebieska). Symulacja wykonana za pomocą programu COMPA.



Rysunek 5-4: Populacja stanów dla jądra ^{42}Ca (kanał reakcji $0n2p0\alpha$). Symulacja wykonana za pomocą programu COMPA. Linia yrast została oznaczona kolorem zielonym.

Jądra atomowe, które były populowane w omawianym eksperymencie, to: ^{42}Ca , ^{39}K , ^{42}Sc , ^{43}Sc , ^{40}Ca , ^{36}Ar oraz ^{43}Ca . Poza ostatnim izotopem, wszystkie pozostałe kanały reakcji zostały przewidziane w symulacjach poprzedzających pomiar.

W trakcie pomiaru okazało się, że stany wzbudzone w paśmie bocznym w jądrze ^{42}Ca , będące przedmiotem zainteresowania w omawianym eksperymencie, nie były zasilane bezpośrednio w trakcie reakcji jądrowej (nie obserwowano ich w trakcie trwania pulsu wiązki, co było sprzeczne z wynikami przeprowadzonych wcześniej symulacji). Natomiast w czasie poza pulsem wiązki zaobserwowano promieniowanie γ pochodzące z rozpadu β jądra ^{42}Sc o czasie życia 61.7 s. Rozpad tego izotopu następuje ze stanu izomerycznego $7^+(5^+,6^+)$ o energii 616 keV do poziomu 6_1^+ o energii 3189 keV w ^{42}Ca [91], który następnie rozpada się bezpośrednio do stanu 4_1^+ z emisją kwantu gamma o energii 437 keV. Rozpad tego stanu w 1% zasila poziom 2_2^+ o energii 2424 keV. Dokładny schemat rozpadu $^{42}\text{Sc} \rightarrow ^{42}\text{Ca} + e^+ + \nu$ został przedstawiony na rysunku 5-5.



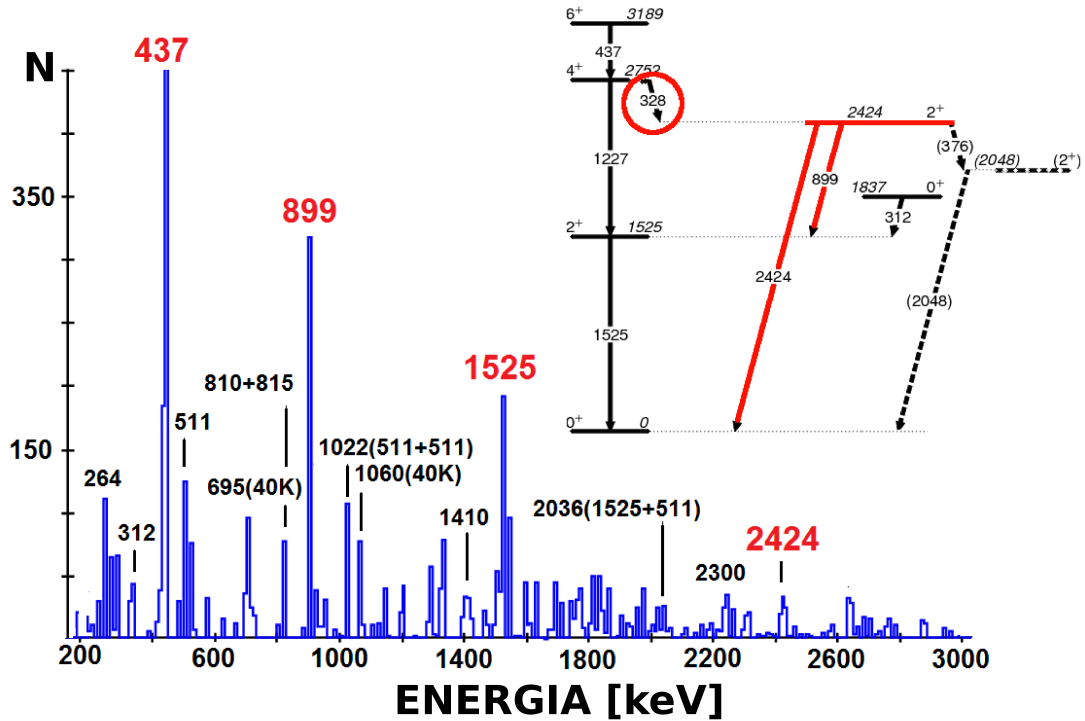
Rysunek 5-5: Schemat rozpadu $^{42}\text{Sc} \rightarrow ^{42}\text{Ca} + e^+ + \nu$ zaczerpnięty z bazy danych NNDC [66].

5.4 Wyniki

5.4.1 Schemat poziomów ^{42}Ca

Obserwacja rozpadu ^{42}Sc pozwoliła na dokładne określenie, w jaki sposób następuje depopulacja stanu wzbudzonego 2_2^+ w ^{42}Ca , co stanowiło główny cel eksperymentu. W wyniku analizy macierzy koincydencyjnej $\gamma - \gamma$, po nałożeniu warunku koincydencji z przejściem $E2$ o energii 328 keV ($4_1^+ \rightarrow 2_2^+$ w ^{42}Ca), możliwe było zbadanie,

jakie linie γ odpowiadają za deekscytację stanu 2_2^+ w paśmie bocznym. Oprócz znanych przejść o energiach 899 keV ($2_2^+ \rightarrow 2_1^+$) oraz 2424 keV ($2_2^+ \rightarrow 0_1^+$) nie zaobserwowano żadnego z dodatkowych przejść, które były obecne w widmie z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca (376 keV i 2048 keV) (rysunek 5-6). Tym samym można wnioskować, że w schemacie niskospinowych stanów wzbudzonych ^{42}Ca nie występuje nieznana dotąd struktura, która mogłaby zostać powiązana z dotychczas znanym schematem za pomocą wcześniej wymienionych przejść γ .



Rysunek 5-6: Widmo promieniowania γ będące wynikiem pomiaru koincydencji $\gamma-\gamma$ w rozpadzie $^{42}\text{Sc} \rightarrow ^{42}\text{Ca} + e^+ + \nu$. Warunek energetyczny nałożony na przejście 328 keV (^{42}Ca). Obok zamieszczono schemat poziomów ^{42}Ca z zaznaczonymi przejściami γ obserwowanymi w rozpadzie stanu 2_2^+ . Linia przerywaną oznaczono połączenie hipotetycznego stanu o energii 2048 keV ze znanym schematem poziomów.

Ponieważ znany schemat poziomów izotopu ^{42}Ca został potwierdzony, podjęto dalsze próby wyjaśnienia pochodzenia dodatkowo obserwowanych linii γ . Rozważania dotyczące możliwości transferu podbarierowego zostały opisane w dalszej części niniejszej pracy.

5.4.2 Współczynnik rozgałęzienia ($2_2^+ \rightarrow 0_1^+ / 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$) w ^{42}Ca

Zebrane w eksperymencie dane pozwoliły na weryfikację dotychczas znanego współczynnika rozgałęzienia $2_2^+ \rightarrow 0_1^+ / 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ w ^{42}Ca (linia 2424 keV i 899 keV).

W celu wyznaczenia intensywności obu linii gamma, przeprowadzono kalibrację wydajnościową detektorów układu EAGLE, stosując źródło ^{226}Ra (dodatek C, tabela C.2). Zaletą tego źródła jest bardzo szeroki zakres energii kwantów γ : od 186 keV do 2.6 MeV, co pozwoliło na dokładne wyznaczenie wydajności rejestracji przejścia o energii 2424 keV.

Wartość współczynnika rozgałęzienia ($2_2^+ \rightarrow 0_1^+ / 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$) otrzymana w niniejszej pracy jest nieco wyższa od wyznaczonej w pomiarze [53], jednakże znacząco niższa od podawanej w starszej publikacji [62]. Obecnie otrzymana wartość zgadza się w granicach niepewności z uzyskanymi w obu poprzednich pracach.

Ze względu na to, że stan 2_2^+ był populowany w pomiarze wzbudzenia kulombowskiego, a oba przejścia γ są niezwykle ważne dla opisu deformacji kwadrupolowej stanów wzbudzonych w paśmie bocznym w ^{42}Ca , otrzymany współczynnik rozgałęzienia stanowi istotny wynik, który został wykorzystany w dalszej analizie danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca .

Tabela 5.4: Współczynnik rozgałęzienia linii 2424 keV/899 keV.

Współczynnik rozgałęzienia [2424 keV/899 keV]	Pomiar
0.44 (0.02)	Kossler (1969) [62]
0.33 (0.05)	Kern (1980) [53]
0.35 (0.07)	obecny eksperyment

Rozdział 6

Problem transferu podbarierowego

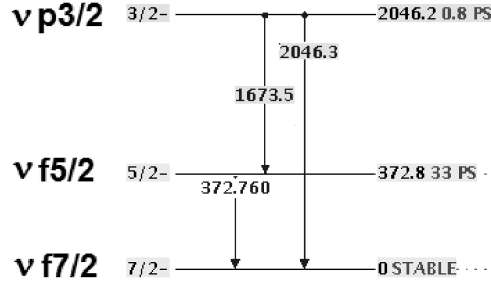
Omówiony w rozdziale 5 niniejszej pracy eksperyment wykorzystujący reakcję fuzji-ewaporacji wykazał, że w schemacie poziomów jądra ^{42}Ca nie istnieje nieznany dotąd stan, który wiązałby się ze znaną strukturą tego izotopu za pomocą przejść γ o energii 376 keV oraz 2048 keV. Fakt, że linie o takich energiach były obserwowane w widmie promieniowania γ z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca , nadal wymagał wyjaśnienia.

Zauważono, że w schemacie poziomów sąsiedniego jądra ^{43}Ca istnieje przejście o energii 2046 keV, rozładowujące neutronowy stan jednocząstkowy $p_{3/2}$ (rysunek 6-1). W literaturze opisany jest pomiar bazujący na reakcji $^{42}\text{Ca}(d, p)^{43}\text{Ca}$ przy energii deuteronów 10 MeV [92], w którym wyznaczono duży czynnik spektroskopowy dla tego stanu, co wskazuje, że jego zasilanie może być silnie faworyzowane w reakcji transferu jednego neutronu. Wspomniany stan w ^{43}Ca rozpada się bezpośrednio do stanu podstawowego z emisją kwantu γ o energii 2046 keV, a także poprzez kaskadę przejść 1673+373 keV (współczynnik rozgałęzienia dla przejść γ 1637 keV / 2046 keV rozładowujących stan $3/2^-$ wynosi 0.3).

Pomimo, że omawiany w prezentowanej pracy pomiar wzbudzenia kulombowskiego został przeprowadzony z zachowaniem kryterium odległości bezpiecznego zbliżenia, co odpowiada energii około 70% bariery kulombowskiej, rozważono możliwość zajścia reakcji jednoneutronowego transferu podbarierowego $^{208}\text{Pb}(^{42}\text{Ca}, ^{43}\text{Ca})^{207}\text{Pb}$.

6.1 Rozkład kątowy promieniowania γ

Potwierdzenie, że linie 2048 keV i 376 keV pochodzą z reakcji transferu, wymagało przeprowadzenia analizy rozkładów kątowych tych przejść i porównania wyników eks-



Rysunek 6-1: Schemat niskoleżących stanów wzbudzonych w jądrze ^{43}Ca (zaczepniety z bazy danych NNDC [66]).

perymentalnych z wyznaczonym teoretycznie przekrojem czynnym na transfer jednego neutronu.

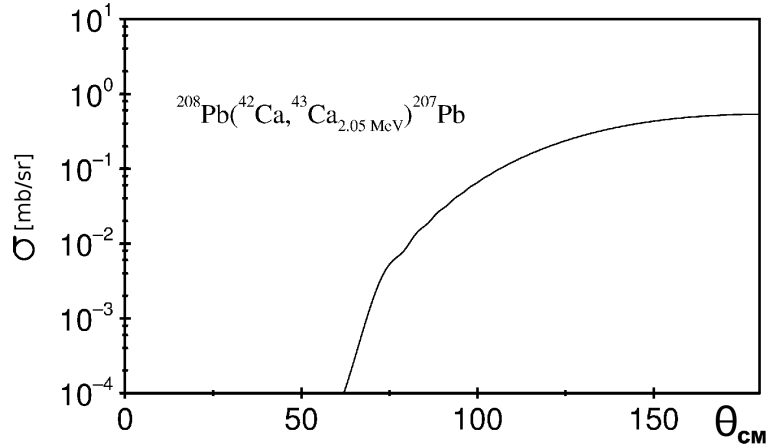
Przeprowadzono analizę zależności intensywności przejścia 1525 keV ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ w paśmie stanu podstawowego w jądrze ^{42}Ca) oraz 2048 keV (przejście nieznanego pochodzenia) od kąta rejestracji jonu Ca. W tym celu podzielono zakres kątowy detektora DANTE na 9 obszarów (kąty podane w układzie laboratoryjnym):

- $(105^\circ - 112^\circ)$, $(113^\circ - 120^\circ)$, $(120^\circ - 128^\circ)$ dla detektora DANTE#1,
- $(113^\circ - 120^\circ)$, $(120^\circ - 128^\circ)$, $(129^\circ - 136^\circ)$ dla detektora DANTE#2,
- $(123^\circ - 130^\circ)$, $(131^\circ - 138^\circ)$, $(139^\circ - 146^\circ)$ dla detektora DANTE#3.

Intensywności przejść 1525 keV oraz 2048 keV dla każdego z podanych zakresów kątowych zostały porównane z obliczeniami wykonanymi za pomocą programów GOSIA oraz FRESCO [93]. Program GOSIA pozwala na obliczenie wartości bezwzględnych przekroju czynnego na proces wzbudzenia, natomiast kod FRESCO jest narzędziem do obliczania przekroju czynnego na reakcje transferu. Rachunek wykonany za pomocą programu GOSIA został przeprowadzony przy założeniu, że przejście 2048 keV jest typu $E2$ oraz że pochodzi z deekscytacji hipotetycznego stanu 2^+ o energii 2048 keV.

Ponieważ znany jest zarówno element macierzowy $\langle 2_1^+ || E2 || 0_1^+ \rangle$ w ^{42}Ca , jak i element diagonalny stanu 2_1^+ o energii 1525 keV [36], zmierzona intensywność tego przejścia została unormowana do wyznaczonej za pomocą programu GOSIA wartości przekroju czynnego na proces wzbudzenia kulombowskiego. Następnie wyznaczony współczynnik normalizacji zastosowano do skalowania obserwowanej intensywności linii 2048 keV.

Przekrój czynny na reakcję transferu zasilaającą stan jednocząstkowy $p_{3/2}$ w ^{43}Ca został obliczony przy użyciu programu FRESKO (rysunek 6-2), a następnie porównany z wartościami przekrojów czynnych na wzbudzenie kulombowskie stanów 2_1^+ o energii 1525 keV i hipotetycznego stanu 2^+ o energii 2048 keV w ^{42}Ca , a także z obserwowanymi intensywnościami tych linii (rysunek 6-3). Wielkość przekroju czynnego na reakcję transferu jednego neutronu z jądra ^{208}Pb , (σ_T), zgadza się co do rzędu wielkości z obserwowaną intensywnością linii 2048 keV.



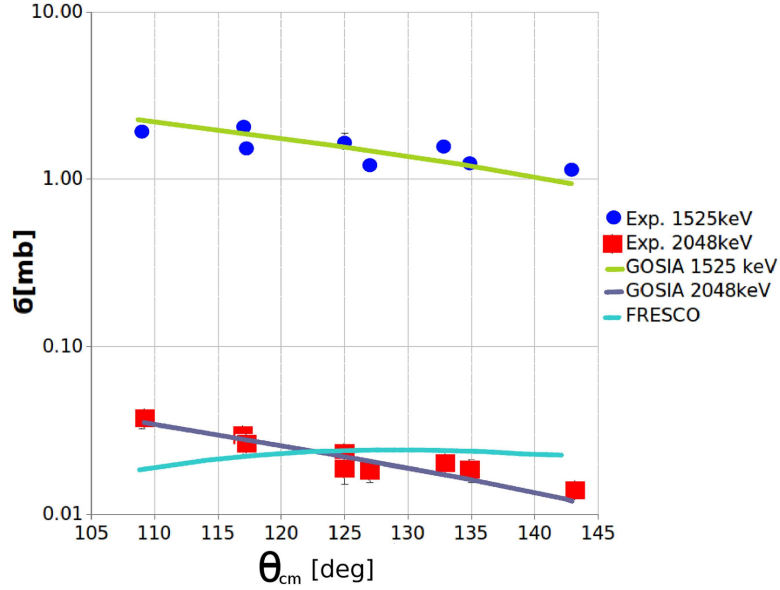
Rysunek 6-2: Przekrój czynny na reakcję $^{208}\text{Pb}(^{42}\text{Ca}, ^{43}\text{Ca})^{207}\text{Pb}$. Obliczenia wykonane za pomocą programu FRESKO.

6.2 Reakcja transferu podbarierowego

Zmierzony w omawianym eksperymencie stosunek intensywności linii 376 keV do 2048 keV wynosi 0.3, co odpowiada dokładnie stosunkowi intensywności linii 373 keV do 2046 keV w jądrze ^{43}Ca . Jest to silny argument popierający tezę o zajściu reakcji podbarierowego transferu jednoneutronowego.

Ponadto wartość ciepła reakcji dla układu $^{42}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{43}\text{Ca} + ^{207}\text{Pb}$ przy energii wiązki 170 MeV jest dodatnia i wynosi $Q=565$ keV.

Eksperyment wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca został przeprowadzony w warunkach koincydencji cząstka- γ , a liczba zdarzeń, w których rejestrowano więcej niż jeden kwant γ , była bardzo mała w stosunku do całkowitej liczby zdarzeń. Liczba zliczeń w widmach otrzymanych z warunkiem koincydencji cząstka- γ - γ , o krotności kwantów γ powyżej 2, była jednak wystarczająca do przeprowadzenia analizy takich danych.

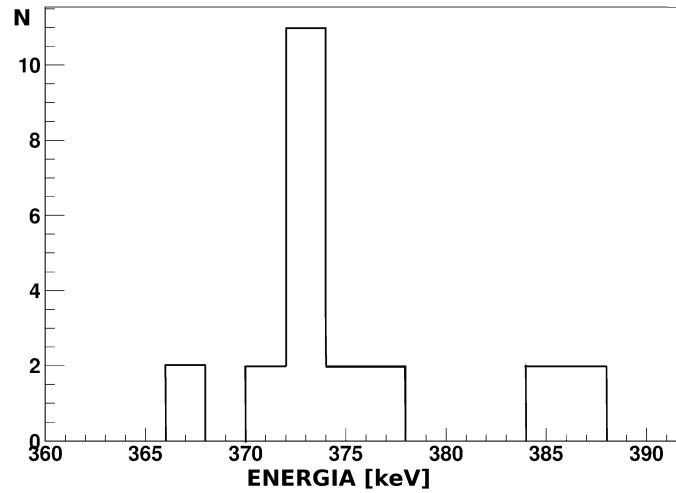


Rysunek 6-3: Porównanie obserwowanych intensywności linii 1525 keV oraz 2048 keV z obliczeniami przekrojów czynnych na proces wzbudzenia kulombowskiego (σ_C) oraz transfer (σ_T) - obliczenia wykonane przy użyciu programów GOSIA oraz FRESKO. Zestawienie wyników dla tarczy wykonanej z ^{208}Pb .

Zbudowano macierz koincydencji γ - γ , umieszczając na jednej osi energię kwantów γ skorygowane ze względu na prędkość jąder pocisku (^{42}Ca), natomiast na drugiej osi odłożono energię kwantów γ skorygowane ze względu na prędkość jąder odrzutu (^{208}Pb). Postawiono warunek energetyczny na linii 570 keV (jest to energia przejścia $3/2^- \rightarrow 1/2_{gs}^-$ w ^{207}Pb). W widmie promieniowania γ z nałożonym powyższym warunkiem energetycznym pojawiła się linia 373 keV, którą można powiązać z rozpadem stanu $5/2^-$ w jądrze ^{43}Ca (rysunek 6-3). Jest to kolejny silny dowód na obserwację reakcji transferu podbarierowego w omawianym eksperymencie.

6.3 Reakcja transferu podbarierowego - wątpliwości

Pomimo, że wartość przekroju czynnego σ_T jest zgodna co do rzędu wielkości ze zmierzoną intensywnością linii 2048 keV, to spadek intensywności obserwowanych linii wraz ze wzrostem kąta rozproszenia θ , jak również przebieg krzywej przekroju czynnego obliczonego przy użyciu programu GOSIA (σ_C), w zależności od kąta θ , wskazują na pochodzenie tego przejścia z procesu wzbudzenia kulombowskiego.



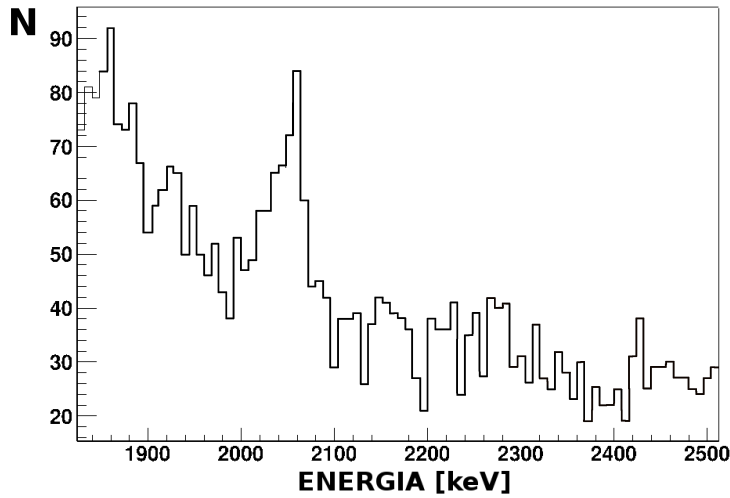
Rysunek 6-4: Analiza koincydencji γ - γ ze wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca . Linia 373 keV (^{43}Ca) obserwowana w bramce koincydencyjnej z linią 570 keV (^{207}Pb).

Dane z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca na tarczy ^{197}Au , który ze względu na silne wzbudzenie jądra złota był bardzo krótki i został potraktowany jako eksperyment testowy, pozwoliły na dodatkową analizę rozkładu kąтового promieniowania γ w funkcji kąta rozproszenia cząstek naładowanych. Mimo znacznie mniejszej liczby zliczeń, w widmie promieniowania γ również zaobserwowano silną linię γ o energii 2048 keV (rysunek 6-5).

W tym przypadku również rozważono prawdopodobieństwo zajścia reakcji transferu podbarierowego $^{197}\text{Au}(^{42}\text{Ca}, ^{43}\text{Ca})^{196}\text{Au}$, pomimo, że ciepło tej reakcji jest ujemne i wynosi $Q = -140$ keV, co sugeruje małe prawdopodobieństwo zajścia tego typu procesu.

Do analizy danych otrzymanych w pomiarze z tarczą wykonaną z ^{197}Au zastosowano procedurę analizy rozkładu kąтового linii 2048 keV oraz 1525 keV analogiczną do tej, którą wykorzystano w przypadku danych z pomiaru na tarczy wykonanej z ołowiu. Ponieważ liczba zdarzeń w zarejestrowanym widmie promieniowania γ była dużo niższa, niż w wypadku tarczy wykonanej z ołowiu, dokonano podziału zakresu kąтового detektorów cząstek w następujący sposób:

- $105^\circ - 128^\circ$ dla detektora DANTE#1,
- $113^\circ - 136^\circ$ dla detektora DANTE#2,
- $123^\circ - 146^\circ$ dla detektora DANTE#3.



Rysunek 6-5: Widmo promieniowania gamma zarejestrowane w pomiarze wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca na tarczy ^{197}Au . Zbliżenie na obszar o energii w okolicy 2 MeV.

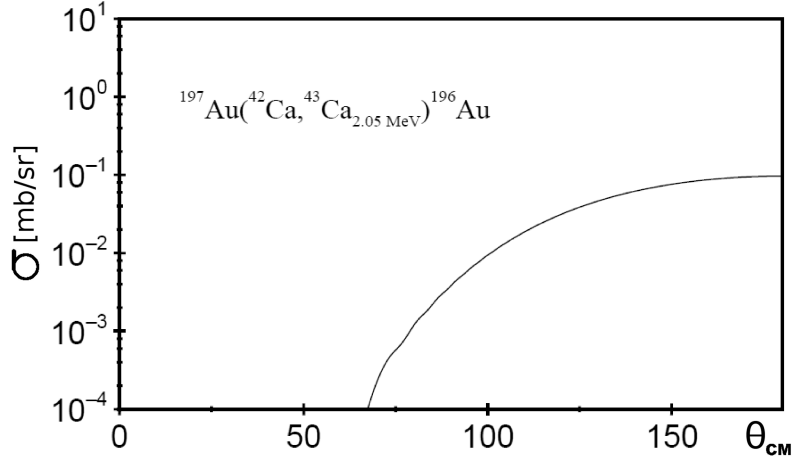
Obserwowane intensywności przejść γ zostały porównane z przekrojem czynnym na wzbudzenie kulombowskie obliczonym przy użyciu programu GOSIA (ponownie zakładając kwadrupolowy charakter przejścia o energii 2048 keV z hipotetycznego stanu o takiej samej energii) oraz na reakcję transferu $^{197}\text{Au}(^{42}\text{Ca}, ^{43}\text{Ca})^{196}\text{Au}$, wyznaczonym za pomocą programu FRESCO (rysunki 6-6 oraz 6-7). W tym przypadku jednak nie potwierdziła się zgodność przekroju czynnego na reakcję transferu z obserwowaną intensywnością linii 2048 keV.

Ze względu na niedostateczną liczbę zliczeń wynikającą z krótkiego czasu pomiaru, w eksperymencie testowym z użyciem tarczy ^{197}Au nie zaobserwowano linii o energii 373 keV, co wykazałoby jednoznacznie, że zaszła reakcja transferu $^{197}\text{Au}(^{42}\text{Ca}, ^{43}\text{Ca})^{196}\text{Au}$.

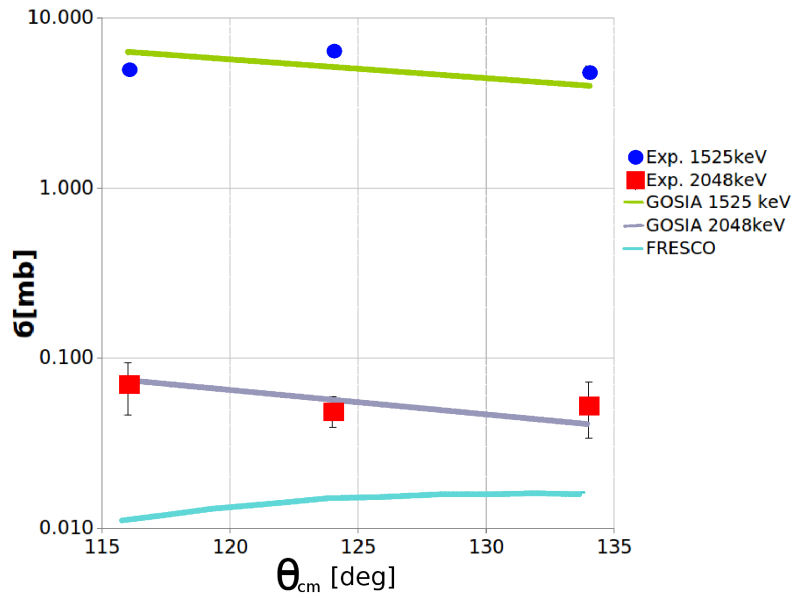
Zagadnienie omawiane w niniejszym rozdziale pozostawia wiele pytań, na które odpowiedź wykracza poza ramy niniejszej pracy.

Pierwsze pytanie dotyczy obserwacji podwójnej struktury linii 373-376 keV oraz 2046-2048 keV, które obserwowano w widmie promieniowania γ pochodzącym ze wzbudzenia kulombowskiego (rysunek 6-8). W obu przypadkach występuje przesunięcie o kilka keV względem energii przejść γ w ^{43}Ca .

Drugie pytanie dotyczy obserwacji deekscytacji stanów wzbudzonych w izotopach ^{206}Pb oraz ^{204}Pb (rysunek 6-9). Zgodnie z certyfikatem tarczy wykonanej z ołowiu, wymienione izotopy powinny występować w śladowych ilościach ($<0.01\%$ – ^{204}Pb , 0.40% – ^{206}Pb , 0.60% – ^{207}Pb , 99% – ^{208}Pb), a tym samym nie powinny wykazywać tak silnego

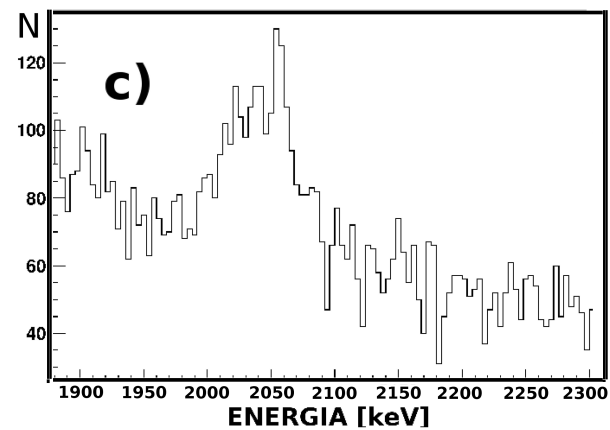
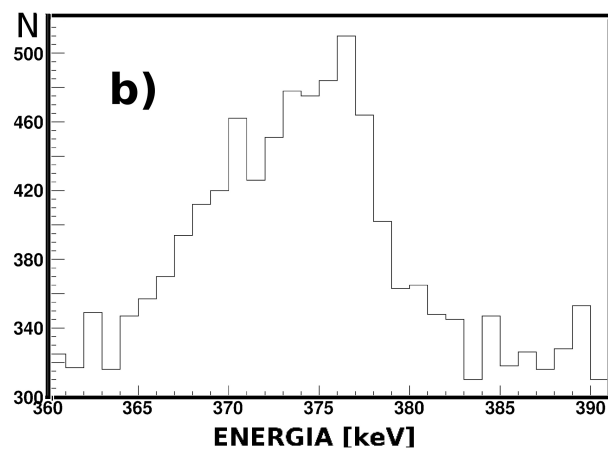
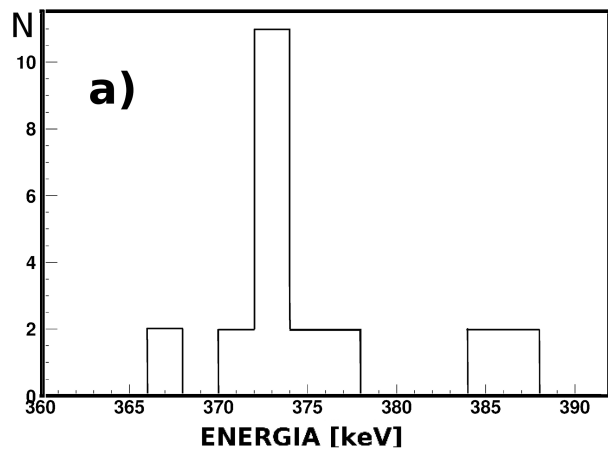


Rysunek 6-6: Przekrój czynny na reakcję transferu: $^{197}\text{Au}(^{42}\text{Ca}, ^{43}\text{Ca})^{196}\text{Au}$. Obliczenia wykonane przy użyciu programu FRESCO.

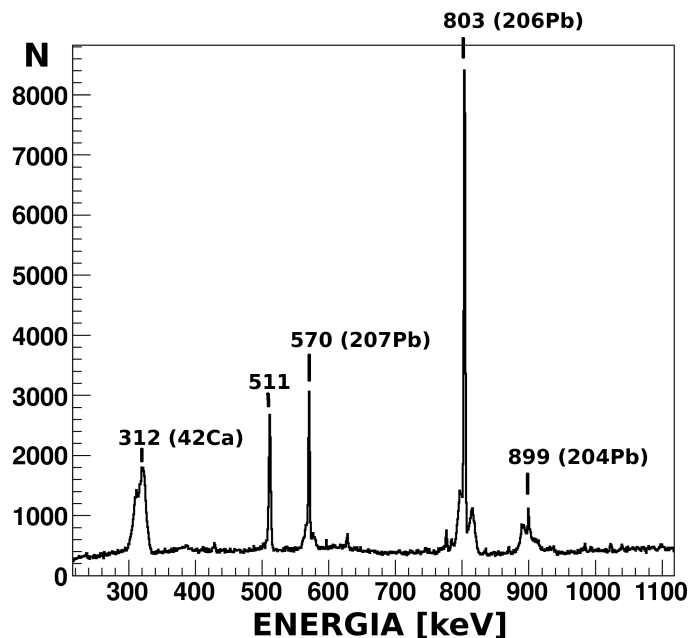


Rysunek 6-7: Porównanie obserwowanych intensywności linii 1525 keV oraz 2048 keV z obliczeniami przekrojów czynnych na proces wzbudzenia kulombowskiego (σ_C) oraz transfer (σ_T) - obliczenia wykonane przy użyciu programów GOSIA oraz FRESCO. Zestawienie wyników dla tarczy wykonanej z ^{197}Au .

wzbudzenia. Odpowiedź na to pytanie może leżeć w budowie samej komory rozprożeń układu DANTE – wiązka była zatrzymywana w ołowiu naturalnym umieszczonym tuż za tarczą. Skład naturalnego ołowiu (1.4% ^{204}Pb , 29.2% ^{206}Pb , 17% ^{207}Pb i 52.4% ^{208}Pb) i stosunki intensywności obserwowanych linii γ mogą świadczyć o wzbudzeniu



Rysunek 6-8: a) Linia 373 keV (^{43}Ca) obserwowana w bramce energetycznej 570 keV (^{207}Pb), b) podwójna struktura linii 373-376 keV, widmo $^{42}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ c) podwójna struktura linii 2046-2048 keV, widmo $^{42}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$.



Rysunek 6-9: Pomiar wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca . Widmo promieniowania γ w koincydencji z rozproszonymi cząstkami wapnia, korekcja dopplerowska ze względu na prędkość jądra odrzutu (ołów), bramka na czasie koincydencji cząstka- γ z odcięciem tła od koincydencji przypadkowych.

jąder naturalnego ołowiu w wyniku bombardowania ich jonami ^{42}Ca .

Występowanie podwójnej struktury linii 373-376 keV oraz 2046-2048 keV nie zostało dotąd wyjaśnione.

Obecność na widmie promieniowania γ z pomiaru na tarczy ze złota przejścia 2048 keV, którego pochodzenie można wiązać z reakcją transferu, wymaga przeprowadzenia odrębnego eksperymentu.

Należałoby zaplanować serię pomiarów z różnymi tarczami, które stosuje się w pomiarach metodą wzbudzeń kulombowskich, z różnymi wiązkami i z różnymi energiami pocisku. W ten sposób można również ponownie zweryfikować eksperymentalnie kryterium energii bezpiecznej Cline'a (wzór 1.29).

Rozdział 7

Zjawisko superdeformacji w izotopie ^{42}Ca

Niniejszy rozdział zawiera podsumowanie analizy eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca . Autorka zawarła w nim informacje dotyczące sposobu analizy danych w kontekście procedury wyznaczenia elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych oraz deformacji kwadrupolowej stanów 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ (pasma stanu podstawowego) oraz 0_2^+ , 2_2^+ (pasma boczne) w badanym jądrze.

7.1 Program GOSIA

Do analizy danych uzyskanych z eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca zastosowano program GOSIA [24, 29], autorstwa Tomasza Czosnyki, Douglasa Cline’a i Ching-Yen Wu. Jest to Program Kanałów Sprzężonych z Minimalizacją Najmniejszych Kwadratów, który numerycznie rozwiązuje równanie wzbudzenia kulombowskiego oraz oblicza amplitudy wzbudzeń, populacje stanów i intensywności linii γ dla określonej kinematyki rozproszenia oraz dla zadanego zestawu zredukowanych elementów macierzowych.

Program pozwala na wyznaczenie zestawu elementów macierzowych, który możliwie najlepiej odtwarza obserwowane w eksperymencie intensywności przejść γ i inne znane wielkości spektroskopowe (czasy życia stanów wzbudzonych, stosunki rozgałęzień i współczynniki zmieszania) oraz umożliwia wyznaczenie niepewności dopasowania. Zadany zestaw elementów macierzowych stanowi zestaw parametrów zmienianych w procedurze porównywania obliczeń wykonanych programem GOSIA z danymi eksperymentalnymi. W wyniku minimalizacji funkcji χ^2 jest wyznaczany zestaw ele-

mentów macierzowych, najlepiej opisujący obserwowane dane eksperymentalne.

Program GOSIA wylicza intensywności przejść γ biorąc pod uwagę szereg zjawisk, które na nie wpływają (zjawisko konwersji wewnętrznej, rozmiary detektorów promieniowania γ czy efekt jądrowej deorientacji – opisane w rozdziale 1.3). Wyliczone intensywności przejść γ porównuje się z intensywnościami zmierzonymi w eksperymencie. Podobnie można badać zgodność innych wielkości spektroskopowych z wyliczonymi na podstawie zadanego zestawu elementów macierzowych. Miarą jakości dopasowania wartości obliczonej i zmierzonej doświadczalnie jest unormowana wartość funkcji χ^2 , zdefiniowana jako:

$$\begin{aligned} \chi^2 = \frac{1}{N} \left(\sum_{I_e, I_d} w_{I_e, I_d} \sum_{k(I_e, I_d)} \frac{1}{\sigma_k^2} (C_{I_e, I_d} Y_k^c - Y_k^e)^2 \right) + \\ + \frac{1}{N} \left(\sum_j \left(\frac{Y_j^c(I_e, I_d)}{Y_n^c(I_e, I_d)} - u(I_e, I_d) \right)^2 \cdot \frac{1}{u^2(I_e, I_d)} \right) + \\ + \frac{1}{N} \left(\sum_i w_i \sum_{n_i} (d_{n_i}^c - d_{n_i}^e)^2 \cdot \frac{1}{\sigma_{n_i}^2} \right), \quad (7.1) \end{aligned}$$

gdzie:

- N – liczba danych doświadczalnych (suma wszystkich intensywności przejść γ , czasów życia, współczynników rozgałęzień, współczynników zmieszania oraz znanych elementów macierzowych przejść typu $E2$),
- I_e – liczba analizowanych eksperymentów,
- I_d – liczba detektorów promieniowania γ ,
- Y^e, Y^c – eksperymentalna oraz obliczona (równanie 7.4) intensywność linii γ ,
- w_{I_e, I_d} – wagi dla poszczególnych zbiorów danych (osobno dobierane dla poszczególnych eksperymentów oraz detektorów promieniowania γ),
- d^e, d^c – eksperymentalne oraz obliczone wielkości spektroskopowe: czasy życia, współczynniki rozgałęzień, współczynniki zmieszania oraz znane elementy macierzowe przejść typu $E2$,
- w – wagi dla poszczególnych wielkości spektroskopowych,
- σ – niepewność pomiarowa (określona dla każdej danej eksperymentalnej osobno),

- C_{I_e, I_d} – współczynnik normalizacji (jeden wyznaczony dla wszystkich zbiorów danych):

$$C = \frac{\sum_k C_k Y_k^e Y_k^e / \sigma_k^2}{\sum_k C_k^2 (Y_k^e)^2 / \sigma_k^2}, \quad (7.2)$$

- Y_n^e – intensywność linii normalizacyjnej,
- C_k – względna stała normalizacyjna,
- u_{I_e, I_d} – tzw. „upper limit” – jest to stosunek intensywności najsłabszej linii możliwej do zaobserwowania w eksperymencie do intensywności linii normalizacyjnej, wybieranej przez użytkownika (w przypadku analizy ^{42}Ca było to przejście $2^+ \rightarrow 0^+$, czyli przejście najsilniejsze). Wprowadza się go, aby uniknąć rozwiązań zawierających za duże elementy macierzowe, dla przejść, które nie są obserwowane w pomiarze.

Uwzględnienie geometrii eksperymentu

W typowych eksperymentach wzbudzeń kulombowskich emitowane kwanty γ są mierzone w koincydencji z rozproszonymi cząstkami.

Występuje silna zależność prawdopodobieństwa wzbudzenia jądra od kąta rozproszenia pocisku oraz anizotropii promieniowania γ z rozpadu stanów wzbudzonych. Informacje o geometrii układu detekcji cząstek i promieniowania γ muszą zatem być uwzględnione w analizie danych. Program GOSIA uwzględnia zarówno geometrię detekcji promieniowania γ , jak również rozmiary fizyczne kryształów detektorów germanowych.

Wprowadza się też współczynnik korekcji związany z rozmiarami detektora cząstek oraz stratą energii pocisku w tarczy, będący ilorzem intensywności wyznaczonej w wyniku punktowego rozwiązania równania wzbudzenia (dla średnich kątów rozproszenia θ) i intensywności obliczonej na drodze całkowania po zakresie energii pocisku oraz zakresie kątowym, jaki pokrywa detektor cząstek naładowanych:

$$Y_i(I \rightarrow I_f) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \frac{1}{dE/dx} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} Y(I \rightarrow I_f) d\theta_p, \quad (7.3)$$

gdzie $Y(I \rightarrow I_f)$ to intensywność obliczona punktowo dla danego kąta rozproszenia (θ_p) oraz energii pocisku E .

Obserwowane eksperymentalnie intensywności przejść γ są korygowane ze względu na zakres kątów rozproszenia i rozmycie energii wiązki w tarczy.

W ten sposób otrzymuje się wartości skorygowane Y^c , których dalej używa się w procesie minimalizacji funkcji χ^2 :

$$Y^c(I \rightarrow I_f) = Y^e(I \rightarrow I_f) \cdot \frac{Y(I \rightarrow I_f)}{Y_i(I \rightarrow I_f)}. \quad (7.4)$$

Niepewności dopasowanych elementów macierzowych

W programie GOSIA zastosowana jest metoda minimalizacji polegająca na gradientowym poszukiwaniu minimum funkcji χ^2 . Procedura minimalizacji jest tutaj niestandardowa, ponieważ poszczególne parametry (czyli w tym przypadku elementy macierzowe) mają różny wpływ na wartość funkcji χ^2 . Aby uprościć i skrócić proces minimalizacji można ustalić wybrane elementy macierzowe, co do których istnieją przesłanki, że są one poprawnie wyznaczone lub mają znikomy wpływ na wzbudzenie. W ten sposób GOSIA dopasowuje pozostałe elementy macierzowe i na tej podstawie oblicza χ^2 . Ustalanie poszczególnych elementów macierzowych, które nie mają wpływu na proces minimalizacji, pozwala na zmniejszenie liczby stopni swobody, czyli na szybsze i dokładniejsze poszukiwanie minimum funkcji χ^2 .

W przestrzeni parametrów funkcja χ^2 jest unormowaną miarą odległości. Jej niezerowa wartość wynika z wprowadzenia eksperymentalnych intensywności przejść oraz znanych empirycznych wielkości spektroskopowych, które później analizuje program GOSIA. Jednak na wielkość funkcji χ^2 różny wpływ mają poszczególne elementy macierzowe (co zostało wspomniane już wcześniej), a uwzględnienie tych różnic wymusza odejście od standardowych metod wnioskowania statystycznego (gdzie w celu otrzymania niepewności wyznaczenia elementów macierzowych stosuje się odwrócenie macierzy kowariancji). Skorelowane niepewności elementów macierzowych są wyznaczane poprzez poszukiwanie konturu l w przestrzeni dopasowanych parametrów. Kontur l zawiera w sobie 68.3 % unormowanego prawdopodobieństwa rozkładu χ^2 . Niepewności (górną i dolną) przyjmuje się jako wartości największą i najmniejszą badanego parametru, jakie zawiera wyznaczony kontur l (7.5):

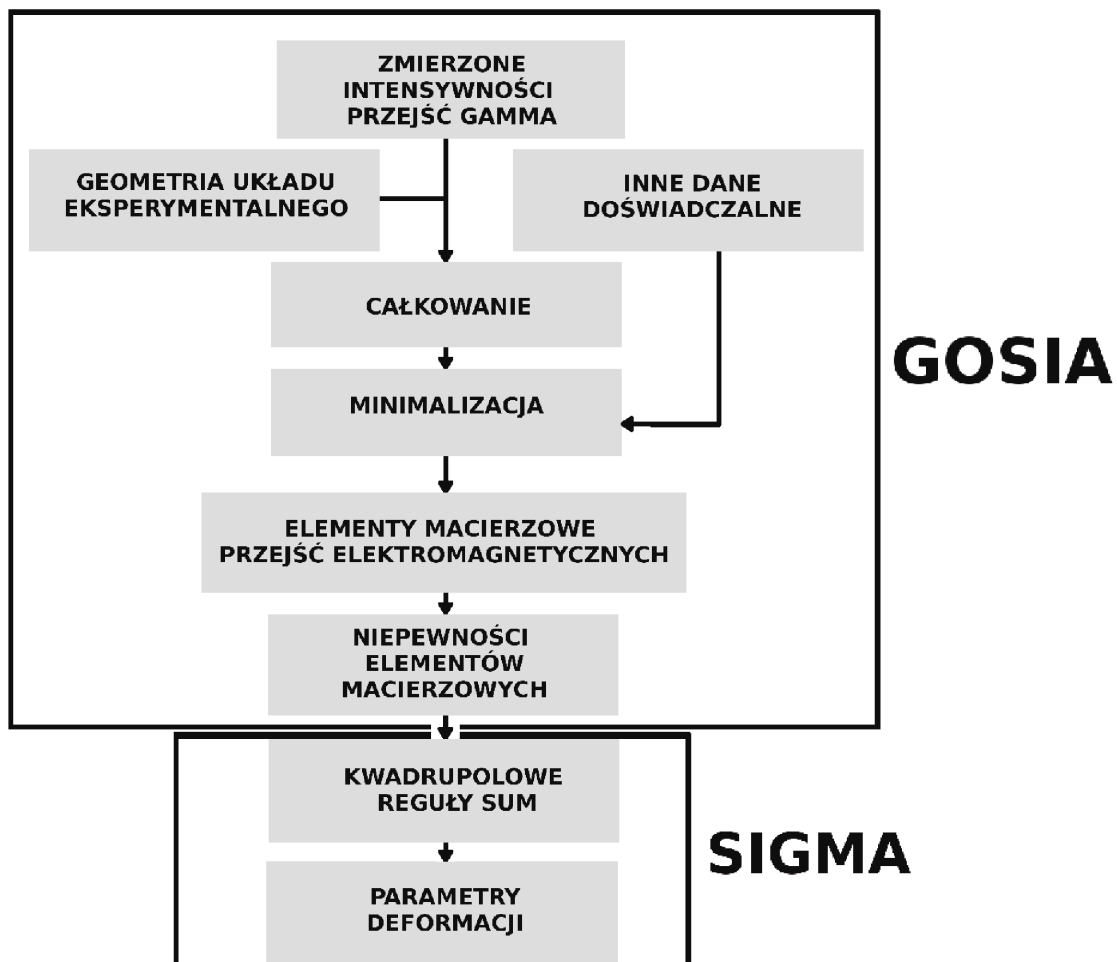
$$\int_l e^{-\frac{1}{2}\chi^2(\bar{M})} d(\bar{M}) = 0.683 \int e^{-\frac{1}{2}\chi^2(\bar{M})} d(\bar{M}), \quad (7.5)$$

gdzie całka po prawej stronie równania jest liczona po całej przestrzeni zmienności parametrów \bar{M} .

7.1.1 Program SIGMA

Program SIGMA jest narzędziem do wyznaczania rotacyjnych niezmienników kształtu Q^2 (i wyższych). W tym celu program wykorzystuje informacje, które otrzymuje się z analizy danych przy użyciu programu GOSIA - elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych wraz z niepewnościami ich wyznaczenia oraz tabele symboli 6j Wignera dla danego rozwiązania. Do obliczenia wartości niezmienników stosuje się kwadrułowe reguły sum (ta metoda została opisana w rozdziale 1.7). Szczegółowy opis działania programu znajduje się w instrukcji użytkownika programu GOSIA [24, 25].

Schemat działania programów GOSIA i SIGMA został przedstawiony na rysunku 7-1.



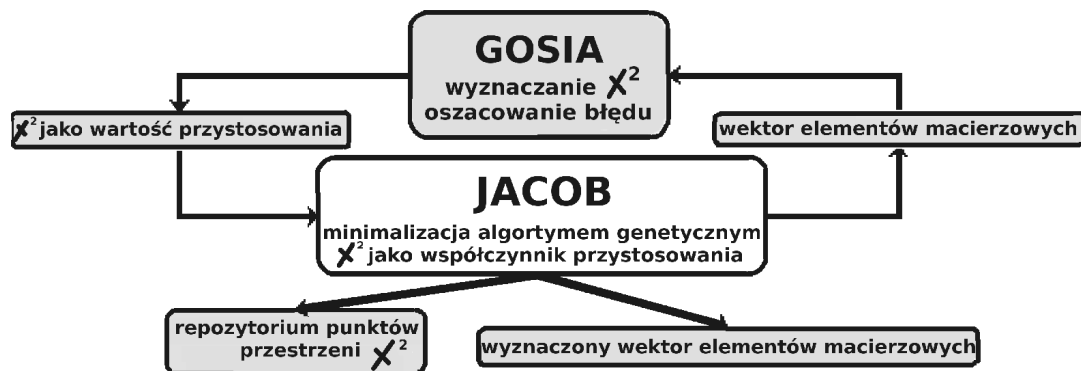
Rysunek 7-1: Schemat działania programów GOSIA i SIGMA.

7.2 Program JACOB

Program JACOB jest nowym rozwiązaniem, które zakłada rozszerzenie dotychczasowego procesu analizy danych doświadczalnych zmierzonych w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego o aplikację odpowiadającą za minimalizację funkcji χ^2 dla wektora elementów macierzowych przy użyciu algorytmu genetycznego, czyli algorytmu heurystycznego opartego na przeszukiwaniu wielowymiarowej przestrzeni. Idea takich algorytmów została zaczerpnięta z dziedziny biologii ewolucyjnej. Stosuje się tu podobną terminologię: dziedziczenie, selekcja osobników, genotyp, mutacja czy rekombinacja.

Pomysł na wykorzystanie takiego algorytmu w analizie danych z pomiarów wzbudzenia kulombowskiego zrodził się kilka lat temu w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW [94–96], a realizacją projektu od strony technicznej zajął się zespół informatyków z Politechniki Warszawskiej przy współpracy ze studentami z Uniwersytetu im. Kardynała Stefana Wyszyńskiego w Warszawie.

Algorytm programu JACOB jest realizowany w formie symulacji komputerowej, w której populacja abstrakcyjnych reprezentacji (zwanymi chromosomami, genotypem, genomem) potencjalnych rozwiązań (tzw. jednostek, istot czy fenotypów) ewoluje w kierunku zbioru lepszych rozwiązań. Schemat działania programu został przedstawiony na rysunku 7-2.



Rysunek 7-2: Schemat działania programu JACOB.

Program gęsto próbkując przestrzeń rozwiązań znajduje rozwiązanie będące globalnym minimum χ^2 . Selekcja polega na wybraniu z danego pokolenia grupy osobników najlepiej przystosowanych (proponowanych rozwiązań w rozumieniu algorytmu genetycznego), które następnie mutują tworząc nową generację. Program JACOB

używa do określenia współczynnika przystosowania poszczególnych osobników wartości funkcji χ^2 wyliczonej przez program GOSIA. Proces powtarza się aż do osiągnięcia punktu zatrzymania.

Proces optymalizacyjny rozpoczyna się uruchomieniem programu JACOB. Program GOSIA jest wywoływany zewnątrz, w celu wyznaczenia wartości χ^2 dla startowego zestawu elementów macierzowych. Ta informacja jest przekazywana wraz z zestawem elementów macierzowych do programu JACOB, który analizując otrzymane rozwiązanie, wnioskuje o jego jakości, by kolejny raz wywołać program GOSIA z nowym zestawem elementów macierzowych. Ta procedura powtarzana jest wielokrotnie.

Ponieważ program GOSIA nie jest wywoływany bezpośrednio przez użytkownika, a jedynie za pośrednictwem programu JACOB, plik wejściowy programu GOSIA podawany jest po uruchomieniu programu JACOB i jest on przez niego analizowany. Program JACOB uzyskuje z tego pliku informację o liczbie elementów macierzowych oraz o ich dopuszczalnych zakresach zmienności.

Parametry działania algorytmu genetycznego zmienia się określając:

- liczbę osobników w pokoleniu,
- kryterium zatrzymania mutacji,
- typ oraz parametry selekcji osobników,
- parametry krzyżowania osobników (w tym również liczbę punktów krzyżowania),
- prawdopodobieństwo mutacji,
- ewentualną funkcję zmiany w czasie.

Aplikacja JACOB umożliwia zmianę wyżej wymienionych parametrów w czasie działania procesu optymalizacji, co daje możliwość śledzenia postępów poszukiwania najlepszego zestawu elementów macierzowych, jak również sterowania szybkością zbieżności algorytmu. W tym celu program prezentuje następujące parametry:

- średnie χ^2 w ostatnim pokoleniu,
- χ^2 najlepszego osobnika w poprzednim pokoleniu,
- zmiana χ^2 między ostatnimi dwoma pokoleniami (konwergencja).

Zalety stosowania algorytmu genetycznego programu JACOB to stosowalność pliku wejściowego programu GOSIA, „odporność” na pozostawanie w lokalnym minimum χ^2 , a także automatyczne skanowanie przestrzeni χ^2 w celu poszukiwania alternatywnego rozwiązania (poszukiwanie minimum globalnego).

Program JACOB w obecnej fazie realizacji jest testowany przez fizyków jądra atomowego w Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów UW i stale ulepszany przez pracujący nad nim zespół.

W obecnej fazie JACOB jedynie gromadzi w stworzonym do tego celu repozytorium historię wszystkich wyliczonych przy użyciu programu GOSIA wartości χ^2 wraz z odpowiadającymi im wektorami elementów macierzowych. Najlepszy wektor elementów macierzowych można wykorzystać jako plik wejściowy do programu GOSIA, aby wyznaczyć niepewności metodą opisaną w rozdziale 7.1.

7.3 Analiza danych. Problem deekscytacji stanu 2_2^+

Do wyznaczenia elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych w izotopie ^{42}Ca wykorzystano intensywności przejść γ zmierzone w obu pomiarach: $^{42}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ oraz $^{42}\text{Ca}+^{197}\text{Au}$. Analizowano proces wzbudzenia w oparciu o oba eksperymenty ze względu na ich komplementarność. W pomiarze na tarczy wykonanej z ^{197}Au , mimo dużo mniejszej statystyki w widmie γ , obserwacja deekscytacji stanu 2_2^+ o energii 2424 keV była obarczona mniejszą niepewnością.

Stan 2_2^+ rozpada się z emisją kwantów γ o energii 899 keV (najsilniejsze przejście), 2424 keV oraz 587 keV. Obserwacja linii o energii 899 keV w pomiarze przeprowadzonym na tarczy wykonanej z ołowiu była utrudniona ze względu na nałożenie tej linii, skorygowanej ze względu na prędkość jonu ^{42}Ca , na tło pochodzące od rozmytej doplerowsko linii 899 keV pochodzącej ze wzbudzenia ^{204}Pb . W pomiarze wykonanym na tarczy z ^{197}Au ten problem nie występował, zatem intensywność linii 899 keV była niezaburzona. Z kolei ze względu na małą statystykę, nie udało się zidentyfikować linii 2424 keV w pomiarze na tarczy ze złota, ale w pomiarze na tarczy z ołowiu udało się tę linię zaobserwować.

7.4 Elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{42}Ca

Do pełnej analizy danych wykorzystano zmierzone intensywności następujących linii γ (zaznaczone na schemacie 7-3), przy czym niepewność pomiarowa żadnej z nich nie była niższa niż 5%:

- dla tarczy ^{208}Pb : linie 1525 keV, 312 keV, 1227 keV, 1729 keV, 2424 keV,
- dla tarczy ^{197}Au : linie 1525 keV, 312 keV, 899 keV,

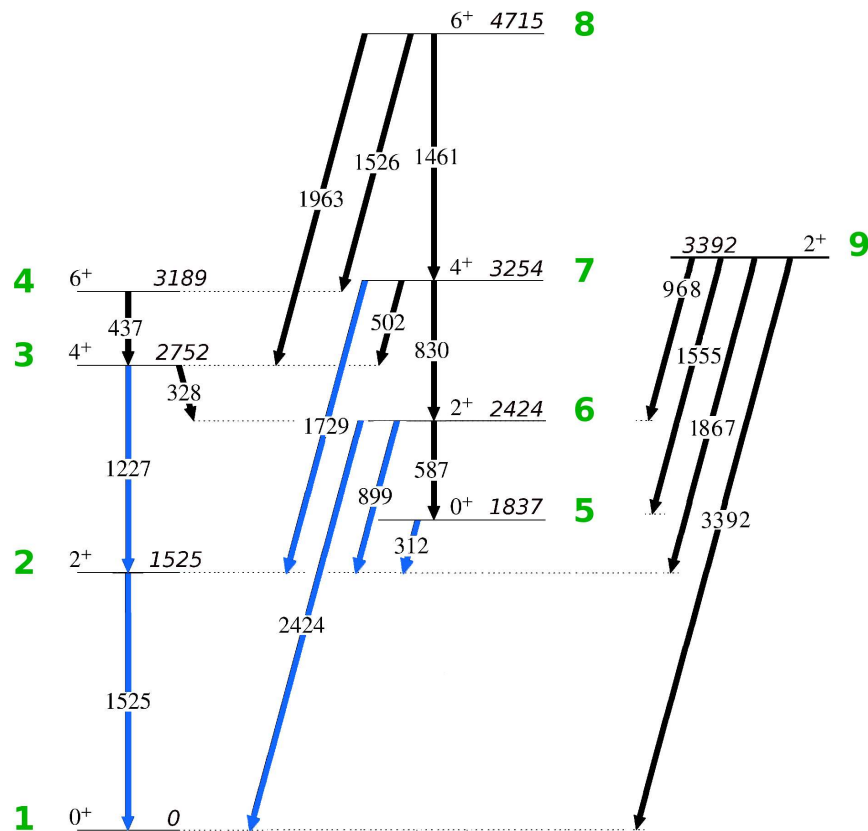
zebrane w tabeli B.1 oraz B.2 w dodatku B niniejszej pracy, oraz 10 znanych współczynników rozgałęzień, 8 czasów życia poziomów wzbudzonych oraz 2 współczynniki mieszanina $\delta(E2/M1)$, jak również znany element diagonalny stanu 2_1^+ [36] zebrane w tabelach 2.2, 2.3 i 2.4. Do analizy włączono również znany element macierzowy $M1$ przejścia $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$.

Obserwowaną w pomiarze $^{42}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ liczbę zliczeń w linii 899 keV, zaburzoną przez wkład od wzbudzenia ^{204}Pb , również włączono do analizy. Jednak aby nie fałszować wyniku, nałożono na nią 100% niepewność pomiarową.

Za pomocą programu GOSIA i opisaną wcześniej procedurę minimalizacyjnej wyznaczano 29 elementów macierzowych przejść $E2$ oraz $M1$ z dopasowania obliczeń programem GOSIA do 31 punktów doświadczalnych (intensywności przejść γ i wielkości spektroskopowych). Startowy zestaw zredukowanych elementów macierzowych został określony na podstawie znanych wielkości spektroskopowych, zebranych w tabelach 2.2, 2.3 i 2.4. Program JACOB został wykorzystany do znalezienia minimum w przestrzeni χ^2 , które następnie wprowadzono do programu GOSIA jako punkt startowy do dalszej minimalizacji.

W pracy autorka przyjęła następującą konwencję względnych znaków elementów macierzowych $E2$:

- elementy macierzowe przejść wewnątrz pasma stanu podstawowego: $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ mają znak dodatni,
- elementy macierzowe przejść $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$, $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$, $6_2^+ \rightarrow 4_2^+$ mają znak dodatni,
- element macierzowy przejścia $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ma znak dodatni,
- element macierzowy przejścia $2_3^+ \rightarrow 0_1^+$ ma znak dodatni.



Rysunek 7-3: Schemat niskoleżących stanów wzbudzonych jądra ^{42}Ca . Przejścia oznaczone kolorem niebieskim obserwowano w pomiarze wzbudzenia kulombowskiego, omawianym w niniejszej pracy. Energie stanów wzbudzonych oraz przejść γ zostały podane w keV. Kolorem zielonym naniesiono numery stanów według konwencji stosowanej w plikach wejściowych do programu GOSIA (dodatek A).

W ten sposób ustalono fazę funkcji falowej stanu końcowego dla wszystkich rozważanych kombinacji stanów początkowego i końcowego. Wszystkie znaki pozostałych elementów macierzowych wyznaczono względem wyżej wymienionych.

Ostatecznie wyznaczono 15 zredukowanych elementów macierzowych przejść $E2$ (w tym 3 diagonalne elementy macierzowe) z niepewnością poniżej 50%.

W tabelach 7.1 oraz 7.2 przedstawiono wyznaczone w niniejszej pracy wartości zredukowanych elementów macierzowych przejść $E2$ oraz elementy diagonalne. W tabeli 7.3 zamieszczono elementy macierzowe przejść typu $M1$, wyznaczone w toku analizy omawianego eksperymentu. Obecne wyniki podano w zestawieniu z wartościami znanymi z literatury.

7.5 Niediagonalne elementy macierzowe przejść typu E2

W tabeli 7.1 zestawiono wyniki otrzymane w toku obecnej analizy eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca z wartościami podawanymi w literaturze.

Tabela 7.1: Elementy macierzowe przejść $E2$ [$\text{e}\cdot\text{fm}^2$] oraz zredukowane prawdopodobieństwa przejść $B(E2, \downarrow; I_f \rightarrow I_i)$ [W.u.]. Elementy macierzowe z poprzednich prac są wyliczone z podawanych $B(E2)$ z założeniem dodatniego znaku.

	$\langle I_i E2 I_f \rangle$ [$\text{e}\cdot\text{fm}^2$]		$B(E2, \downarrow; I_f \rightarrow I_i)$ [W.u.]	
Przejście	Obecny eksperyment	Inne prace	Obecny eksperyment	Inne prace
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$20.5^{+0.3}_{-0.4}$	20 (4) [36] 22 (9) [73] 20 (11) [72]	$9.7^{+0.4}_{-0.4}$	9.3 (1) [36] 11 (2) [73] 9 (3) [72]
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	$-5.4^{+0.2}_{-0.1}$	9.8 (5.1) [73] 8.2 (4.5) [72] 3.2 (1.6) [62]	$0.68^{+0.06}_{-0.04}$	2.2 (6) [73] 1.6 (5) [72] 0.2 (1) [62]
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$25.1^{+2.5}_{-2.4}$	62 (34) [73] 29 (16) [72]	8^{+2}_{-2}	50 (15) [73] 11 (3) [72]
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$22.1^{+0.3}_{-0.2}$	24 (6) [72] 24 (6) [38] 22 (3) [63] 30 (7) [73]	56^{+2}_{-2}	64 (4) [72] 64 (4) [38] 55 (1) [63] 100 (6) [73]
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$-25.2^{+1.6}_{-5.4}$	27 (22) [73]	15^{+2}_{-6}	17 (11) [73]
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$40.2^{+3.4}_{-1.7}$	48 (29) [73] 35 (19) [72]	21^{+4}_{-2}	30 (11) [73] 15 (5) [72]
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$9.3^{+0.1}_{-0.1}$	9 (5) [72]	$0.76^{+0.02}_{-0.02}$	0.74 (25) [72]
$2_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$53.7^{+2.5}_{-9.2}$	28 (18) [73]	67^{+6}_{-22}	10 (4) [73]
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	75^{+10}_{-10}		$12.2^{+3.3}_{-3.3}$	
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$\pm 37^{+1.2}_{-1.1}$		12^{+1}_{-1}	
$6_2^+ \rightarrow 6_1^+$	$\pm 26.9^{+3.9}_{-3.3}$		$6.4^{+1.9}_{-1.9}$	
$2_2^+ \rightarrow 0_2^+$	$25.7^{+5.5}_{-1.3}$	<51 [72]	15^{+6}_{-2}	<61 [72]
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$63.7^{+5.7}_{-1.3}$	66 (41) [73] 70 (52) [72]	52^{+10}_{-2}	56 (22) [73] 62 (35) [72]

Obecne wyniki zgadzają się w granicach niepewności pomiarowej z wartościami zmierzonymi wcześniej dla przejść: $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (1525 keV), $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (899 keV), $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (1729 keV), $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ (437 keV) oraz $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$ (830 keV). Odstępstwa występują dla przejścia $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ (2424 keV). Żadna z podanych wartości, zmierzona w poprzednich eksperymentach, nie zgadza się w granicach niepewności z obecnie wyznaczoną wartością $B(E2)$ dla tego przejścia. W przypadku przejścia $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ (1227 keV) obecnie zmierzona wartość zredukowanego prawdopodobieństwa $B(E2)$ zgadza się z wynikami pracy [72], natomiast jest dużo mniejsza od podawanej w publikacji [73]. Z kolei wartość $B(E2)$ podawana w pracy [73] dla przejścia $2_2^+ \rightarrow 4_1^+$ jest dużo mniejsza od obecnie wyznaczonej.

Rozbieżności pojawiają się również dla przejścia $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (312 keV). W przypadku obecnie otrzymanej wartości, która jest niemal dwukrotnie mniejsza niż podawana w pracy [73], obserwowana rozbieżność jest szczególnie silna. Wyznaczone w omawianym eksperymencie zredukowane prawdopodobieństwo przejścia $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ wskazuje, że jest to przejście silnie kolektywne.

W toku analizy eksperymentu, który jest przedmiotem niniejszej pracy, po raz pierwszy wyznaczono zredukowane prawdopodobieństwa przejść $6_2^+ \rightarrow 4_2^+$ (1461 keV), $6_2^+ \rightarrow 4_1^+$ (1963 keV) oraz $6_2^+ \rightarrow 6_1^+$ (1526 keV), jednak obecne dane nie pozwoliły na wyznaczenie znaków odpowiednich elementów macierzowych przejść $6_2^+ \rightarrow 4_1^+$ oraz $6_2^+ \rightarrow 6_1^+$.

Jednocześnie po raz pierwszy udało się w sposób ścisły wyznaczyć element macierzowy przejścia $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ (587 keV) (w pracy [72] autor podaje tylko górną granicę dla wartości $B(E2)$).

Znaki elementów macierzowych, które są prezentowane w tym rozdziale, z wyjątkiem elementu macierzowego przejścia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, zostały wyznaczone po raz pierwszy – metody badania struktury elektromagnetycznej jądra ^{42}Ca stosowane we wcześniejszych pracach nie dawały możliwości wyznaczenia względnych znaków elementów macierzowych.

Otrzymane wyniki wskazują na silne sprzężenie pasma bocznego w jądrze ^{42}Ca z pasmem stanu podstawowego. Przejście wewnątrzpasmowe $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ jest tak samo silne, jak przejście międzypasmowe $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (wartości $B(E2)$ wyznaczone dla obu przejść mają bardzo zbliżone wartości).

Bardzo duża wartość $B(E2, 4_2^+ \rightarrow 2_2^+) = 52 \begin{smallmatrix} +10 \\ -2 \end{smallmatrix}$ W.u. wskazuje na dużą kolektywność tego przejścia. Wyraźnie widać też, że stan 2_2^+ rozpada się do stanu 2_1^+ ze zbliżonym prawdopodobieństwem, jak do stanu 0_2^+ (ok. 15 W.u. w obu przypadkach).

7.6 Diagonalne elementy macierzowe przejść typu E2

W tabeli 7.2 pokazano diagonalne elementy macierzowe stanów 2_1^+ , 2_2^+ oraz 4_1^+ . Momenty kwadrupolowe stanów 2_2^+ oraz 4_1^+ zostały wyznaczone po raz pierwszy w omawianym eksperymencie.

Element diagonalny $\langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$, znany z pracy [36], został wykorzystany w obecnej analizie danych jako znany element macierzowy i został odtworzony z bardzo dobrą dokładnością (poniżej wartości 0.5σ).

Ujemny znak elementów diagonalnych stanów 2_1^+ i 4_1^+ wskazuje na kształt *prolate* w paśmie stanu podstawowego.

Tabela 7.2: Diagonalne elementy macierzowe przejść $E2$ oraz wyliczone z nich spektroskopowe momenty kwadrupolowe Q_{sp} .

	$\langle I_i E2 I_f \rangle$ [e·fm ²]		Q_{sp} [e·fm ²]	
Element macierzowy	Obecny eksperyment	Inne prace	Obecny eksperyment	Inne prace
$\langle 2_1^+ E2 2_1^+ \rangle$	-25 $^{+4}_{-1}$	-25 (10) [36]	-19 $^{+3}_{-1}$	-19 (8) [36]
$\langle 4_1^+ E2 4_1^+ \rangle$	-63 $^{+22}_{-20}$		-47 $^{+16}_{-15}$	
$\langle 2_2^+ E2 2_2^+ \rangle$	-90 $^{+20}_{-20}$		-70 $^{+16}_{-16}$	

7.7 Elementy macierzowe przejść typu M1

Omawiany eksperyment wzbudzenia kulombowskiego miał małą „czułość” na elementy macierzowe przejść $M1$, ponieważ ze względu na ograniczenia eksperymentalne, niemożliwe było zbadanie rozkładów kątowych promieniowania γ . Ograniczona czułość na elementy macierzowe tego typu wynikała z faktu, że wzbudzenie kulombowskie zachodzi niemal wyłącznie poprzez przejścia typu $E2$, a w rozpadzie może towarzyszyć im wkład od przejścia typu $M1$.

W tabeli 7.3 zostały umieszczone elementy macierzowe przejść typu $M1$, które udało się wyznaczyć w toku analizy omawianego eksperymentu, w zestawieniu z wartościami podawanymi przez bazę danych NNDC [66]. W obu przypadkach występuje zgodność otrzymanego wyniku z wartościami podawanymi w literaturze.

Współczynniki zmieszania $\delta(E2/M1)(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ oraz $\delta(E2/M1)(2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$, otrzymane w wyniku dopasowania obliczeń programu GOSIA do obserwowanych danych doświadczalnych, w toku obecnej analizy zostały odtworzone z bardzo dobrą dokładnością (poniżej wartości 0.5σ).

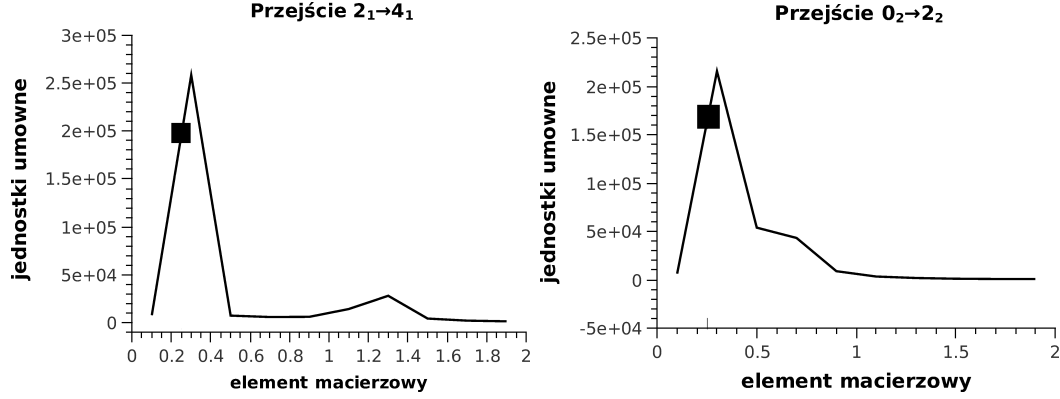
Tabela 7.3: Elementy macierzowe przejść $M1$ [μ_n] oraz zredukowane prawdopodobieństwa przejść $B(M1, \downarrow; I_f \rightarrow I_i)[W.u.]$.

	Obecny eksperyment		Inne prace [66]
Przejście	$\langle I_i M1 I_f \rangle$ [μ_n]	$B(M1, \downarrow; I_f \rightarrow I_i)$ [W.u.]	$B(M1, \downarrow; I_f \rightarrow I_i)$ [W.u.]
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$1.1^{+0.1}_{-0.1}$	$0.13^{+0.02}_{-0.02}$	0.15 (5)
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$2.85^{+0.13}_{-0.28}$	$0.51^{+0.04}_{-0.10}$	0.47 (11)

7.8 Poszukiwanie minimum w przestrzeni χ^2

Podstawowym kryterium akceptacji rozwiązania otrzymanego w wyniku minimalizacji wykonanej przy użyciu programu GOSIA było znalezienie najmniejszej wartości funkcji χ^2 , co odpowiadało najlepszej zgodności obserwowanych eksperymentalnie intensywności przejść oraz innych wielkości spektroskopowych z odpowiednimi wartościami wyliczonymi dla wyznaczonych elementów macierzowych. W przypadku omawianego pomiaru ten punkt uzyskano dla $\chi^2=1.1$ (wartość unormowana do liczby stopni swobody (wzór 7.1)).

Elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych, które zostały wyznaczone za pomocą programu GOSIA, porównano z rozwiązaniem otrzymanym z programu JACOB. Miało to na celu sprawdzenie, w jakim stopniu oba rozwiązania są ze sobą zgodne. Histogramy punktów, które program uznawał za najlepsze w poszczególnych generacjach, uzyskane dla elementów macierzowych przejść typu $E2$ ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ i $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$) zostały pokazane na rysunku 7-4. Maksyma oznaczają, że dany punkt był wielokrotnie wybierany i to właśnie ten punkt podlegał dalszej mutacji. Na obu panelach czarnym kwadratem zaznaczono otrzymaną wartość eksperymentalną. W przypadku rozwiązania otrzymanego dla przejścia $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ widać, że w podanym zakresie skanowania wartości elementu macierzowego występują dwa rozwiązania (ok. 0.3 eb i 1.3 eb), przy czym jedno jest dużo słabsze. Rozwiązanie otrzymane metodą gradien-



Rysunek 7-4: Porównanie wyników przeszukiwania przestrzeni rozwiązań przy użyciu programu JACOB z ostatecznymi wynikami z programu GOSIA (zaznaczonymi na wykresach czarnym kwadratem). Rozwiązanie dla elementu macierzowego przejścia typu $E2\ 4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ zostało pokazane na lewym panelu, a dla przejścia $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ na prawym. Oś Y wykresów pokazuje, jak często dane rozwiązanie program uznawał za najlepsze w poszczególnych generacjach. Elementy macierzowe podano w jednostkach [eb].

tową jest zgodne z rozwiązaniem otrzymanym za pomocą algorytmu genetycznego, jednak żadne nie trafia idealnie w maksimum krzywych. Powodem takiego odstępstwa jest brak możliwości całkowania w najlepszym punkcie po osiągnięciu minimum χ^2 .

W przyszłości analiza danych programem JACOB zostanie rozszerzona o procedurę całkowania po zakresach energii pocisku i kątów rozproszenia (opisaną w rozdziale 7.1), z wyznaczonym zestawem elementów macierzowych, które JACOB uznaje za najlepsze rozwiązanie w danym pokoleniu. W obecnym kształcie program wykonuje procedurę minimalizacji, a otrzymany wektor elementów macierzowych jest dalej analizowany zewnętrznie metodą gradientową. Ponieważ dodanie procedury całkowania znacznie wydłuży czas skanowania przestrzeni χ^2 , zatem ta metoda zostanie wdrożona dopiero po opracowaniu skutecznej metody dystrybucji zadań programu JACOB na wiele jednostek CPU.

7.9 Parametry deformacji kwadrupolowej $\langle Q^2 \rangle$ i $\bar{\beta}$

Do opisu kwadrupolowego kształtu jądra atomowego stosuje się różne parametryzacje. Ze względu na to, że do określenia wielkości deformacji nie są potrzebne dodatkowe założenia (np. związane z parametryzacją promienia jądrowego), wyrażanie parametrów deformacji poprzez niezmienniki rotacyjne, będące obserwabłą fizyczną, jest w tym wypadku najlepszym podejściem.

Elementy macierzowe przejść $E2$, które zostały wyznaczone doświadczalnie w niniejszej pracy, posłużyły do wyznaczenia parametrów deformacji kwadrupolowej $\langle Q^2 \rangle$ metodą nieważonych energetycznie kwadrupolowych reguł sum. Stosowana metoda została streszczona w rozdziale 1.7; dokładny opis znajduje się w pracach [97–99]. W rozdziale 7.10 zaprezentowano wpływ poszczególnych elementów macierzowych na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$.

Bogaty zestaw elementów macierzowych, wyznaczony w niniejszej pracy, jest w pełni wystarczający do obliczenia wartości niezmienników $\langle Q^2 \rangle$ oraz odpowiadających im wartości $\bar{\beta}$ dla stanów 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ (pasmo stanu podstawowego) oraz 0_2^+ , 2_2^+ (pasmo boczne).

Średnia wartość parametru β , obliczona z zależności (1.87) wynosi:

$$\bar{\beta} = \sqrt{\langle \beta^2 \rangle} = \sqrt{\frac{\langle Q^2 \rangle}{q_0^2}}, \quad (7.6)$$

gdzie $q_0 = \frac{3}{4\pi} ZeR_0^2$.

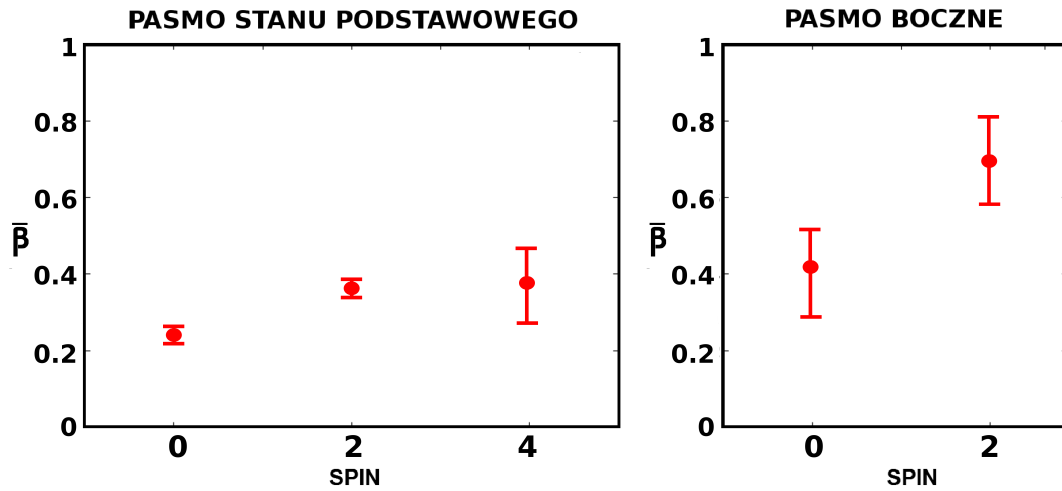
Wyniki obecnej analizy przedstawiono w tabeli 7.4. Z zebranych w niej informacji wynikają następujące wnioski:

1. Stan podstawowy jądra ^{42}Ca jest zdeformowany. Wartość wyznaczonego w omawianym eksperymencie parametru $\bar{\beta} = 0.26 \pm_{-0.02}^{+0.01}$ wskazuje na to, że obecność dodatkowych dwóch neutronów ponad zamkniętą powłoką $N = 20$ drastycznie zmienia kształt jądra ze sferycznego (^{40}Ca) na zdeformowany kwadrupolowo dla ^{42}Ca .
2. Deformacja narasta wzdłuż pasma stanu podstawowego.
3. Stan 0_2^+ (1837 keV) jest silnie zdeformowany ($\bar{\beta} = 0.43 \pm_{-0.13}^{+0.09}$), natomiast obserwowana deformacja nie jest stabilna wraz ze wzrostem spinu w paśmie zbudowanym na tym stanie. Analiza danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca jednoznacznie wykazała, że stan 2_2^+ jest znacznie silniej zdeformowany. Otrzymana wartość parametru $\bar{\beta} = 0.70 \pm_{-0.12}^{+0.12}$ wskazuje na istnienie superdeformacji paśmie bocznym, jednak ten efekt pojawia się dopiero powyżej stanu 0_2^+ ,

Na rysunku 7-5 przedstawiono wartości parametru $\bar{\beta}$ dla stanów 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ oraz 0_2^+ , 2_2^+ .

Tabela 7.4: Wartości parametrów $\langle Q^2 \rangle$ oraz $\bar{\beta}$ otrzymane dla poszczególnych stanów w jądrze ^{42}Ca .

Stan	$\langle Q^2 \rangle$ [e^2fm^4]	$\bar{\beta}$
0_1^+	$4.7^{+0.3}_{-0.6}$	$0.26^{+0.01}_{-0.02}$
2_1^+	$9.4^{+0.4}_{-0.5}$	$0.37^{+0.02}_{-0.02}$
4_1^+	$10.5^{+4.8}_{-3.4}$	$0.39^{+0.08}_{-0.11}$
0_2^+	13^{+6}_{-5}	$0.43^{+0.09}_{-0.13}$
2_2^+	33^{+10}_{-10}	$0.70^{+0.12}_{-0.12}$

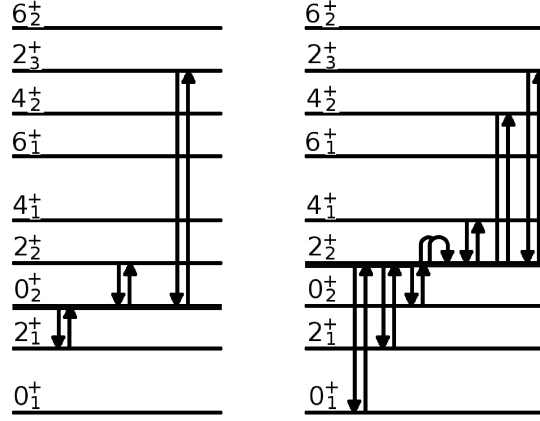


Rysunek 7-5: Wyznaczone wartości parametru $\bar{\beta}$ dla stanów 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ oraz 0_2^+ , 2_2^+ .

7.10 Wpływ poszczególnych elementów macierzowych $E2$ na parametr $\langle Q^2 \rangle$

W niniejszym rozdziale zbadano wpływ poszczególnych elementów macierzowych przejść $E2$ na wartość parametru deformacji $\langle Q^2 \rangle$. Porównano wkłady od poszczególnych złożów operatorów przejść $E2$ tworzących niezmiennik. Przykładowe „pętle” sprzężeń operatorów przejść $E2$ zostały pokazane na rysunku 7-6.

W tabeli 7.5 zestawiono wpływ poszczególnych pętli $E2 \times E2$ na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ dla stanów 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ oraz 2_2^+ .



Rysunek 7-6: Pętle $E2 \times E2$ uwzględnione w obliczeniach parametru deformacji $\langle Q^2 \rangle$ dla stanów 0_2^+ oraz 2_2^+ .

Do obliczenia wartości $\langle Q^2 \rangle$ zastosowano zależność:

$$\langle Q^2 \rangle = \langle I_i | Q^2 | I_i \rangle = \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{2I_i + 1}} \sum_t \langle i || E2 || t \rangle \langle t || E2 || f \rangle \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 0 \\ I_i & I_f & I_t \end{Bmatrix}. \quad (7.7)$$

W każdej pętli, odpowiadającej jednemu stanowi pośredniemu I_t uwzględniono odpowiedni symbol 6-J Wignera.

Na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w stanie podstawowym najsilniej wpływa sprzężenie tego stanu ze stanem 2_1^+ . Wpływ elementu macierzowego $\langle 0_1^+ || E2 || 2_3^+ \rangle$ jest takiego samego rzędu, jak $\langle 0_1^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$, poniżej 10% wartości $\langle Q^2 \rangle$.

W przypadku stanu 2_1^+ wkłady od poszczególnych pętli rozkładają się równomiernie, natomiast najmniejszy wkład pochodzi od pętli $\langle 2_1^+ || E2 || 2_3^+ \rangle \times \langle 2_3^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$. Widać, że stan 2_1^+ nie jest silnie związany ze stanem 2_3^+ . Największy wpływ na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w tym stanie ma wkład od pętli $\langle 2_1^+ || E2 || 4_2^+ \rangle \times \langle 4_2^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$. Oznacza to, że stan 2_1^+ jest silnie związany ze stanem 4_2^+ .

W przypadku niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w stanie 4_1^+ można zauważyć, że duży wkład do jego wartości wnosi pętla sprzęgająca ten stan ze stanem 2_2^+ .

Wpływ elementu macierzowego $\langle 0_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle$ na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w stanie 0_2^+ jest stosunkowo silny, jednak największy wkład wnosi pętla $\langle 0_2^+ || E2 || 2_2^+ \rangle \times \langle 2_2^+ || E2 || 0_2^+ \rangle$. Widać zatem, że stan 0_2^+ jest silnie sprzężony zarówno ze stanem 2_2^+ , jak i 2_1^+ .

W przypadku stanu 2_2^+ istotny wkład wnoszą pętle $\langle 2_2^+ || E2 || 4_1^+ \rangle \times \langle 4_1^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$ oraz $\langle 2_2^+ || E2 || 4_2^+ \rangle \times \langle 4_2^+ || E2 || 2_2^+ \rangle$. Z tego wynika, że stany 4_1^+ i 2_2^+ są ze sobą silnie

sprężone. Wyraźnie widać, że przejście wewnątrzpasmove $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$ wnosi bardzo duży wkład do całkowitej wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w stanie 2_2^+ .

Można zauważyć, że znaczący wkład do całkowitej wartości niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w stanach 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ oraz 2_2^+ pochodzi od elementów macierzowych przejść międzypasmowych, co potwierdza, że pasmo stanu podstawowego i pasmo boczne w jądrze ^{42}Ca są ze sobą silnie sprężone. Bez znajomości stopnia sprzężenia pasm nie jest możliwe poprawne obliczenie parametrów deformacji kwadrupolowej jądra w tych stanach wzbudzonych.

Również wkład od nieobserwowanych przejść γ , sprzęgających pasmo stanu podstawowego i pasmo boczne ze stanem 2_3^+ , nie jest bardzo istotny. Jest to widoczne w przypadku opisu deformacji stanu 0_2^+ .

Na wielkość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ w stanach 2_1^+ , 4_1^+ oraz 2_2^+ największy wpływ mają ich diagonalne elementy macierzowe. Szczególnie duży wkład ma element diagonalny $\langle 2_2^+ \| E2 \| 2_2^+ \rangle$, którego pętla wnosi aż 52% całkowitej wartości $\langle Q^2 \rangle$ w stanie 2_2^+ .

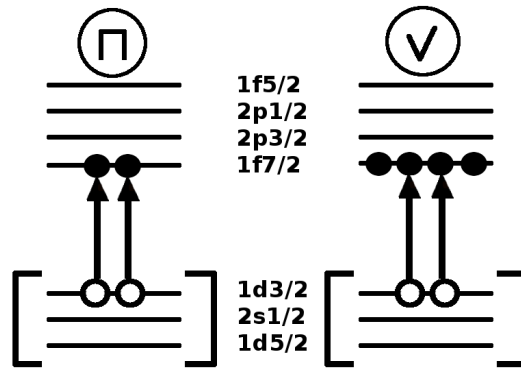
Tabela 7.5: Wpływ poszczególnych pętli $E2 \times E2$ na wartość niezmiennika $\langle Q^2 \rangle$ dla stanów 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ oraz 2_2^+ .

Stan	Pętla $E2 \times E2$	Wkład do wartości $\langle Q^2 \rangle$ [e^2fm^4]
0_1^+	$\langle 0_1^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ \ E2 \ 0_1^+ \rangle$	4.2
	$\langle 0_1^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ \ E2 \ 0_1^+ \rangle$	0.3
	$\langle 0_1^+ \ E2 \ 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ \ E2 \ 0_1^+ \rangle$	0.2
	$\langle Q^2 \rangle =$	4.7
2_1^+	$\langle 2_1^+ \ E2 \ 0_1^+ \rangle \langle 0_1^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle$	1.0
	$\langle 2_1^+ \ E2 \ 0_2^+ \rangle \langle 0_2^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle$	1.3
	$\langle 2_1^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle$	1.2
	$\langle 2_1^+ \ E2 \ 4_1^+ \rangle \langle 4_1^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle$	1.3
	$\langle 2_1^+ \ E2 \ 4_2^+ \rangle \langle 4_2^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle$	3.2
	$\langle 2_1^+ \ E2 \ 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle$	0.6
	$\langle 2_1^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle$	1.25
	$\langle Q^2 \rangle =$	9.4
4_1^+	$\langle 4_1^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ \ E2 \ 4_1^+ \rangle$	0.7
	$\langle 4_1^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ \ E2 \ 4_1^+ \rangle$	3.2
	$\langle 4_1^+ \ E2 \ 4_2^+ \rangle \langle 4_2^+ \ E2 \ 4_1^+ \rangle$	0.64
	$\langle 4_1^+ \ E2 \ 6_1^+ \rangle \langle 6_1^+ \ E2 \ 4_1^+ \rangle$	0.1
	$\langle 4_1^+ \ E2 \ 6_2^+ \rangle \langle 6_2^+ \ E2 \ 4_1^+ \rangle$	1.5
	$\langle 4_1^+ \ E2 \ 4_1^+ \rangle \langle 4_1^+ \ E2 \ 4_1^+ \rangle$	4.35
	$\langle Q^2 \rangle =$	10.5
0_2^+	$\langle 0_2^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ \ E2 \ 0_2^+ \rangle$	4.9
	$\langle 0_2^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ \ E2 \ 0_2^+ \rangle$	6.6
	$\langle 0_2^+ \ E2 \ 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ \ E2 \ 0_2^+ \rangle$	1.5
	$\langle Q^2 \rangle =$	13
2_2^+	$\langle 2_2^+ \ E2 \ 0_1^+ \rangle \langle 0_1^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle$	0.06
	$\langle 2_2^+ \ E2 \ 2_1^+ \rangle \langle 2_1^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle$	1.2
	$\langle 2_2^+ \ E2 \ 4_1^+ \rangle \langle 4_1^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle$	5.6
	$\langle 2_2^+ \ E2 \ 0_2^+ \rangle \langle 0_2^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle$	1.3
	$\langle 2_2^+ \ E2 \ 4_2^+ \rangle \langle 4_2^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle$	8
	$\langle 2_2^+ \ E2 \ 2_3^+ \rangle \langle 2_3^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle$	0.003
	$\langle 2_2^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle \langle 2_2^+ \ E2 \ 2_2^+ \rangle$	17
	$\langle Q^2 \rangle =$	33

7.11 Interpretacja teoretyczna

W niniejszym rozdziale zamieszczono wstępne wyniki obliczeń wykonanych w ramach modelu powłokowego cząstek oddziałujących, które zestawiono z wynikami obecnej analizy danych doświadczalnych.

Zaprezentowane w tym rozdziale obliczenia struktury elektromagnetycznej i deformacji stanów wzbudzonych jądra ^{42}Ca w ramach modelu powłokowego cząstek oddziałujących zostały wykonane za pomocą programu ANTOINE [35] autorstwa Etienne’a Caurier i Frederica Nowackiego z Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien w Strasbourgu. W przypadku prezentowanych obliczeń zostało zastosowane oddziaływanie SDPF-U-MIX [32].



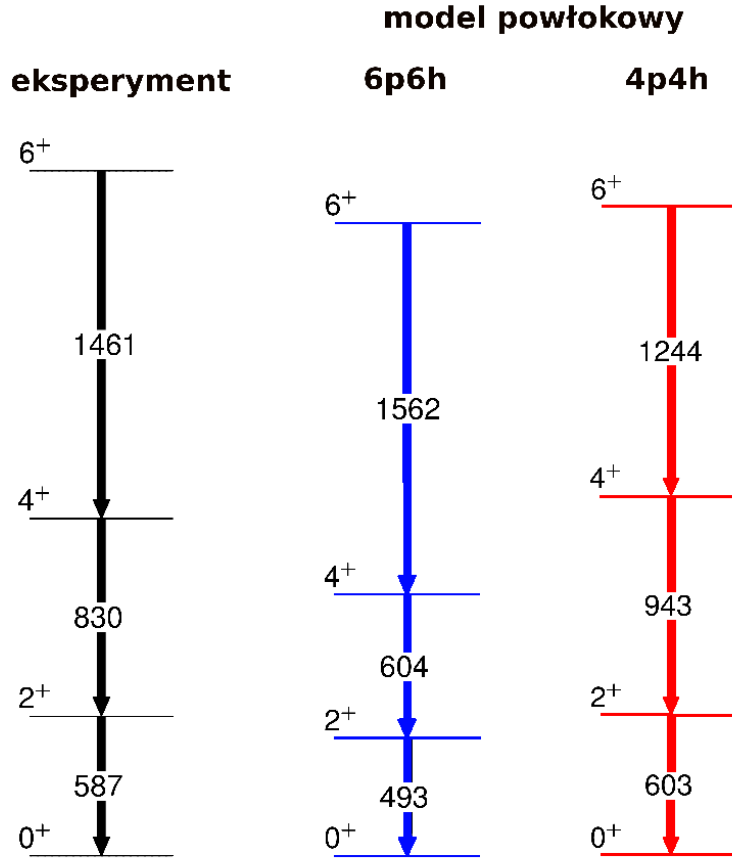
Rysunek 7-7: Wzbudzenie 4p4h w jądrze ^{42}Ca . Rysunek schematyczny.

Wstępne wyniki obliczeń przeprowadzonych dla pasma bocznego przy założeniu, że stan 0_2^+ wiąże się ze wzbudzeniem 6p6h (6 cząstek 6-dziur¹) dobrze odtwarzają schemat stanów wzbudzonych w jądrze ^{42}Ca (rysunek 7-8). Podobną zgodność otrzymuje się, jeśli założyć, że stan 0_2^+ ma strukturę 4p4h (rysunek 7-7).

W tabeli 7.6 zestawiono elementy macierzowe przejść elektromagnetycznych $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ oraz $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$ otrzymane w wyniku analizy danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego z wynikami obliczeń za pomocą modelu powłokowego, wykonanymi dla pasma bocznego dla wzbudzeń 6p6h oraz 4p4h.

Obliczenia dla konfiguracji 6p6h zgadzają się z wynikiem eksperymentalnym dla przejścia $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$, natomiast wzbudzenie 4p4h nie odtwarza obserwowanego prawdopodobieństwa przejścia.

¹efektywnie 8-cząstek 6-dziur, ze względu na 2 neutrony znajdujące się ponad zamkniętą powłoką N=20



Rysunek 7-8: Schemat stanów wzbudzonych pasma bocznego w jądrze ^{42}Ca . Kolorem czarnym zaprezentowano wyniki eksperymentu. Przewidywania modelu powłokowego wielu cząstek oddziałujących dla dwóch konfiguracji stanu 0_2^+ : 6p6h – kolor niebieski, 4p4h – kolor czerwony.

Jednocześnie wyraźnie widać, że wyniki obliczeń teoretycznych niezależnie od przyjętej konfiguracji stanu 0_2^+ są niezgodne z wynikiem eksperymentalnym dla przejścia $2_2^+ \rightarrow 4_2^+$. Rezultaty obecnego eksperymentu jednoznacznie wskazują na wzrost deformacji w paśmie, czego nie odtwarzają rachunki wykonane w ramach modelu powłokowego, gdzie w obu przypadkach obliczona deformacja jest bardziej stabilna.

Korzystając z założeń modelu rotacyjnego z otrzymanych elementów macierzo- wych można obliczyć momenty kwadrupolowe poszczególnych stanów wzbudzonych. Jednocześnie warto zaznaczyć, że model rotacyjny jądra atomowego zakłada stałą deformację wzdłuż pasma. Tylko wtedy uznaje się układ stanów wzbudzonych za pasmo, jeśli deformacja nie zmienia się wraz ze wzrostem spinu. Dodatkowo obserwo- wane przejścia międzypasmowe nie powinny być silne.

Tabela 7.6: Zestawienie wyznaczonych eksperymentalnie w niniejszej pracy wartości elementów macierzowych $\langle I_i || E2 || I_f \rangle$ z wyliczonymi z modelu powłokowego cząstek oddziałujących (wzbudzenia 6p6h oraz 4p4h). Wyniki podano w jednostkach [e·fm²].

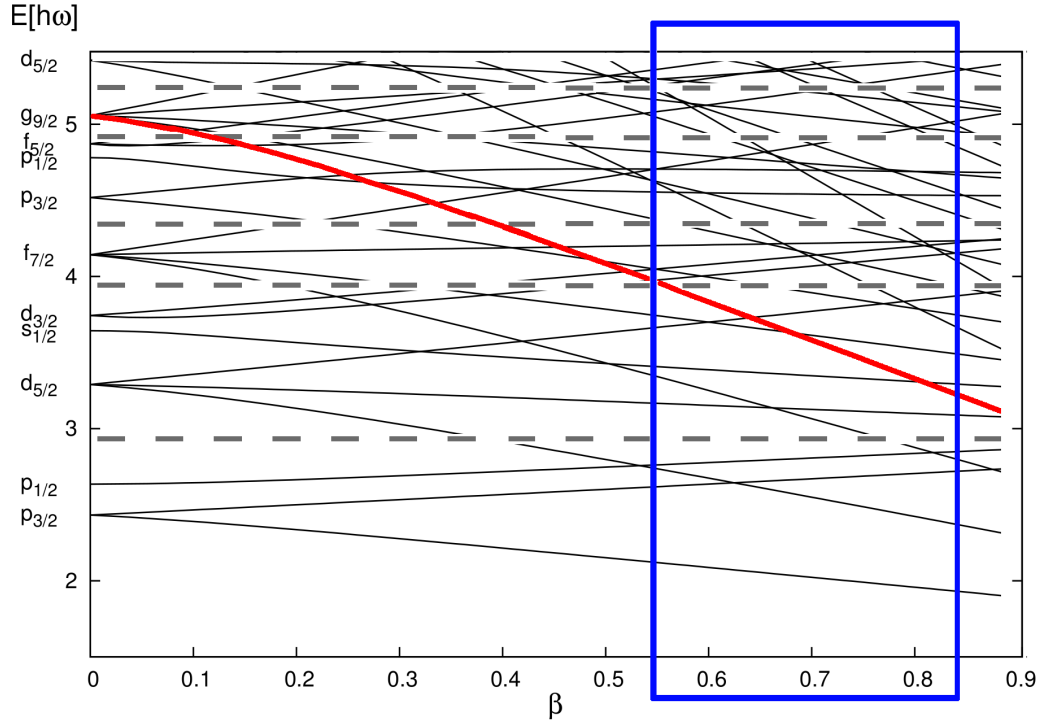
Przejście	Eksperyment	Model powłokowy	
		6p6h	4p4h
$2_2^+ \rightarrow 0_2^+$	$25.7^{+9.7}_{-1.3}$	31	22
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	$63.7^{+5.7}_{-1.3}$	43	29
$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	75^{+10}_{-10}	49	32

Obliczone prawdopodobieństwo przejścia w modelu wzbudzenia 6p6h odpowiada parametrowi deformacji $\beta_{SM}=0.55$. Porównując ten wynik z wyznaczonym eksperymentalnie parametrem $\bar{\beta}(0_2^+)=0.43^{+0.09}_{-0.12}$ oraz z $\bar{\beta}(2_2^+)=0.70^{+0.12}_{-0.12}$ można zauważyć, że wartość β_{SM} znajduje się dokładnie pomiędzy eksperymentalnymi wartościami parametru deformacji dla stanów 0_2^+ i 2_2^+ . Wynik eksperymentalny może również potwierdzać obserwację wynikającą z porównania momentów bezwładności wyznaczonych dla pasm bocznych (wykres 2-1). Otrzymany obecnie wynik sugeruje, że moment bezwładności jądra ^{42}Ca w stanie 0_2^+ rzeczywiście może być mniejszy od momentów bezwładności jądra w stanach o wyższym spinie w tym samym paśmie.

Wyjaśnienie tak silnego efektu zmiennej deformacji wymaga wnikliwego rozważenia wpływu zmniejszenia przestrzeni konfiguracyjnej, jak również ograniczenia liczby powłok, które mogą obsadzać wzbudzone nukleony. W omawianym przypadku przestrzeń walencyjna została ograniczona do powłok *sd* ($1s_{1/2}$, $0d_{3/2}$, $0d_{5/2}$) oraz *pf* ($1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ i $1f_{5/2}$). Diagram Nilssona natomiast wskazuje na wpływ intrudera $1g_{9/2}$ przy bardzo dużych deformacjach, co pokazano na rysunku 7-9. Podobna sytuacja występuje w jądrze ^{108}Cd (prace [100] oraz [101]), w którym pochodzenie superdeformacji powiązano z wpływem intrudera $1i_{13/2}$ [102]. Być może należałoby również poszerzyć przestrzeń konfiguracyjną o dodatkową powłokę $1g_{9/2}$, aby prawidłowo odtworzyć superdeformację w jądrze ^{42}Ca .

Podsumowując, obserwacja w jądrze atomowym o 2 neutrony cięższym od podwójnie magicznego ^{40}Ca tak wyraźnej zmiennej deformacji w paśmie, w którym

istnieje bardzo silna deformacja, może stanowić duże wyzwanie dla współczesnej jądrowej fizyki teoretycznej. Interpretacja tego zjawiska może pozwolić na wyciągnięcie wniosków na temat struktury jąder z obszaru masy $A \sim 40$.



Rysunek 7-9: Diagram Nilssona dla $N=Z=20$ ([103]).

Rozdział 8

Perspektywy

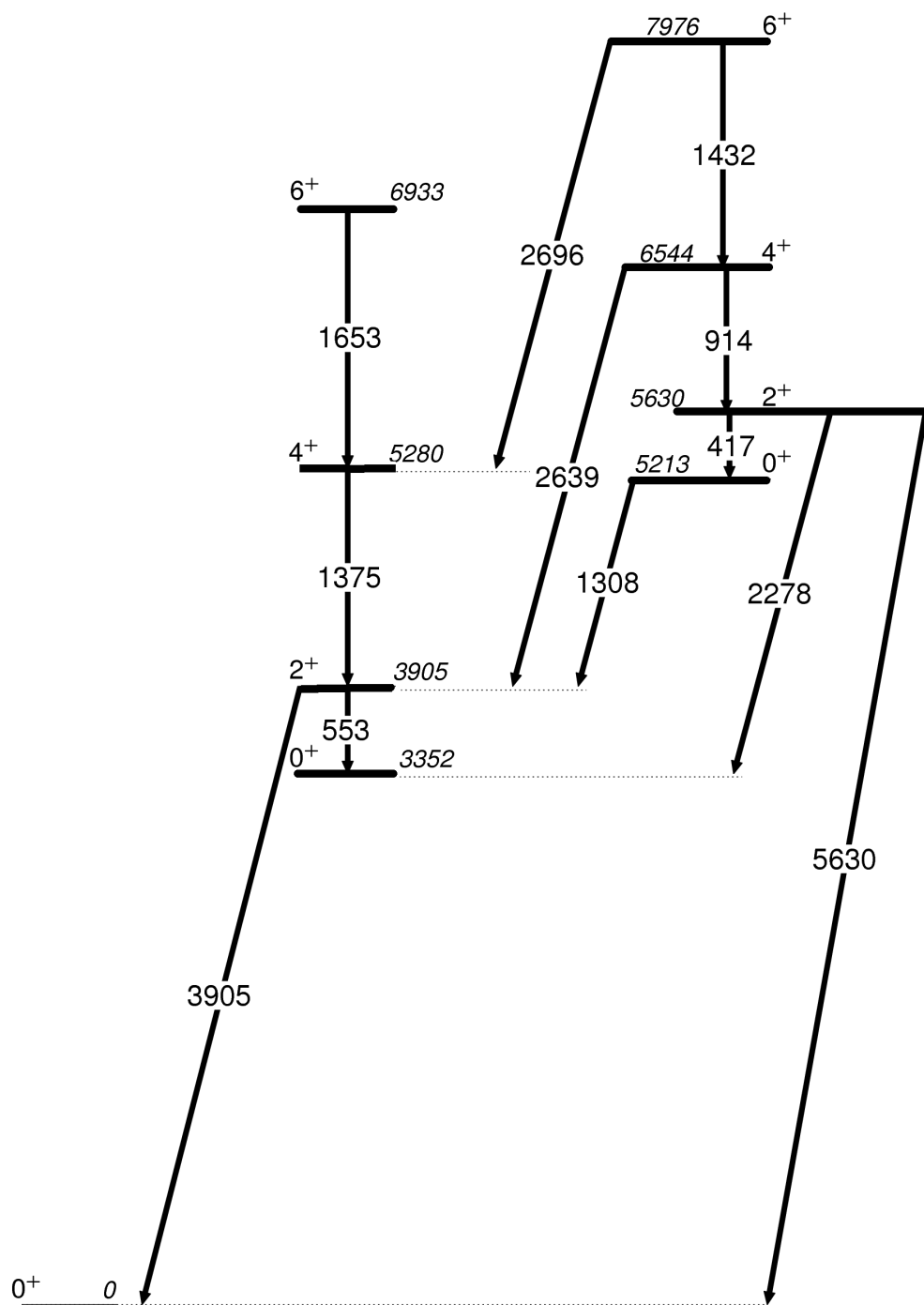
Struktury podejrzewane o supedeformację, podobne do tej w izotopie ^{42}Ca , której badanie było tematyką niniejszej pracy, są obserwowane w innych jądrach z obszaru $A \sim 40$: ^{40}Ca i ^{40}Ar . Ich zbadanie metodą wzbudzeń kulombowskich stanowić będzie naturalną kontynuację niniejszej pracy doktorskiej.

Zaprezentowane w tym rozdziale projekty badania własności jąder ^{40}Ca i ^{40}Ar w reakcjach fuzji-ewaporacji (prowadzących do stanów wysokospinowych) oraz wzbudzenia kulombowskiego stanów niskospinowych pozwolą na wyznaczenie deformacji jądrowej w tych izobarach, w stanach stanowiących podstawę pasm o dużej deformacji.

8.1 Wzbudzenie kulombowskie izotopu ^{40}Ca

Celem planowanego eksperymentu będzie wyznaczenie zestawu elementów macierzowych, który pozwoli na opis deformacji niskoleżących stanów wzbudzonych w jądrze ^{40}Ca . Z uwagi na wysokie energie przejść elektromagnetycznych w ^{40}Ca taki pomiar będzie wymagał bardziej skomplikowanej aparatury badawczej, niż zastosowano w eksperymentcie wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca .

Pasmo superzdeformowane w izotopie ^{40}Ca zostało zidentyfikowane i opisane w pracy [7], a następnie zinterpretowane w ramach modelu powłokowego w publikacji [9]. Jest ono zbudowane na stanie 0_3^+ o energii 5.2 MeV (rysunek 8-1). Pierwszy stan wzbudzony 2_1^+ w paśmie stanu podstawowego leży również wysoko – 3.9 MeV. Stan 0_3^+ rozpada się do stanu 2_1^+ pasma stanu podstawowego. Stan 0_3^+ pasma superzdeformowanego może być zasilany z góry jedynie przez rozpad stanu 2_2^+ w tym samym paśmie. Nie obserwowano dotąd przejścia $2_2^+ \rightarrow 0_3^+$ o energii $E_\gamma = 417$ keV, ponieważ taki rozpad



Rysunek 8-1: Schemat stanów wzbudzonych jądra ^{40}Ca (na podstawie bazy danych NNDC [66]).

przegrywa z rozpadem $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ ze względu na większą energię tego przejścia. Ponieważ mechanizm wzbudzenia kulombowskiego faworyzuje przejścia o małej różnicy energii, będzie możliwe eksperymentalne wyznaczenie elementu macierzowego przejścia $2_2^+ \rightarrow 0_3^+$. Pozwoli to na pełen opis deformacji stanów wzbudzonych w paśmie superzdeformowanym.

W pomiarze czasów życia w jądrze ^{40}Ca wyznaczono prawdopodobieństwo przejścia $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$ ($B(E2)=170$ W.u.). Korzystając z tej wartości przy zastosowaniu modelu sztywnego rotora oszacowano prawdopodobieństwa przejść $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ ($B(E2)=120$ W.u.) oraz $6_2^+ \rightarrow 4_2^+$ ($B(E2)=190$ W.u.). Szacowana na podstawie pomiarów czasów życia deformacja w paśmie bocznym jest bardzo duża ($\beta_2 \sim 0.6$). Celem proponowanego eksperymentu jest sprawdzenie, jak deformacja w paśmie superzdeformowanym zachowuje się wraz ze wzrostem spinu.

Do pomiaru kwantów gamma wysokiej energii pochodzących z rozpadu pasma superzdeformowanego w ^{40}Ca potrzebny jest odpowiedni układ detekcji promieniowania γ . Typowe detektory promieniowania γ pracują w zakresie energii do 3 MeV, natomiast kryształy LaBr_3 , które stanowią nowość wśród materiałów detekcyjnych, rejestrują kwanty γ w szerokim zakresie energii z bardzo dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą. Tego typu detektory mogą uzupełnić typowy układ do pomiaru wzbudzeń kulombowskich (np. EAGLE z zestawem krzemowych detektorów cząstek naładowanych). Najważniejszym obecnie budowanym układem detektorów LaBr_3 jest układ PARIS (*Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable beams*) [104]. Jest to system detekcyjny, składający się z detektorów typu „*phoswich*”, zbudowanych z dwóch sklejonnych kryształów: LaBr_3 ($2'' \times 2'' \times 2''$) oraz NaI(Tl) ($2'' \times 2'' \times 6''$), połączonych wspólnym fotopowielaczem (rysunek 8-3).

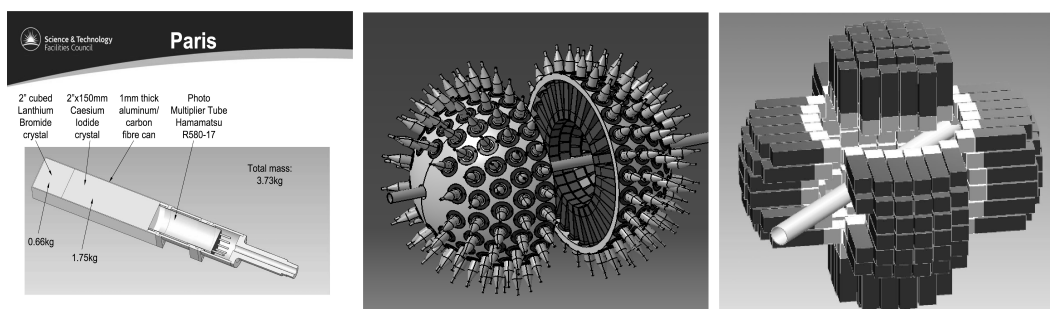
Kalorymetr PARIS będzie stosowany do pomiaru kwantów γ o energii w zakresie od 100 keV do 50 MeV. Dodatkowo będzie dostarczał informacji o krotności przejść o niskich energiach, a także o sumie ich energii. Zastosowanie kryształów LaBr_3 pozwoli na rejestrację kwantów γ z dobrą zdolnością rozdzielczą, natomiast duże kryształy NaI umożliwią pomiar promieniowania γ o wysokiej energii z bardzo dużą wydajnością.

Układ PARIS ma składać się z około 200 detektorów w dwóch możliwych konfiguracjach (rysunek 8-3). Pierwszy etap projektu, czyli tzw. PARIS Demonstrator, jest obecnie w fazie realizacji. Docelowo PARIS Demonstrator będzie zbudowany z 4 klastrów po 9 detektorów typu „*phoswich*” każdy (rysunek 8-2). Test pierwszego pełnego klastra tego kalorymetru został przeprowadzony w czerwcu 2013 roku w laboratorium

IPN Orsay we Francji z udziałem autorki niniejszej pracy.



Rysunek 8-2: Pierwszy klaster układu PARIS.



Rysunek 8-3: Układ PARIS. Panel pierwszy: pojedynczy detektor typu „phoswich”. Drugi i trzeci panel: możliwe konfiguracje układu PARIS (zaczepnięte z [105]).

Omawiany projekt zakłada przeprowadzenie pomiaru, w którym wiązka ciężkich jonów ^{40}Ca o energii 170 MeV i intensywności 1 pA, będzie rozpraszana na tarczy wykonanej z ^{208}Pb . Wzbudzone kulombowsko jądra ^{40}Ca będą rejestrowane w kątach wstecznych przez 48 detektorów krzemowych typu p-i-n, które dostarczą informacji zarówno o kinematyce reakcji, jak i o energii rozpraszanych jonów. Promieniowanie γ pochodzące z deekscytacji stanów wzbudzonych w jądrze ^{40}Ca będzie rejestrowane przez układ EAGLE w konfiguracji 20 detektorów HPGe w osłonach antykomptonowskich, który zostanie sprzężony z układem detektorów typu „phoswich” kalorymetru PARIS. List intencyjny w sprawie przeprowadzenia pomiaru wzbudzenia kulombowskiego ^{40}Ca został zaprezentowany 14.06.2011 roku na posiedzeniu Komitetu Eksperymentów Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów UW. Realizacja projektu

będzie możliwa, gdy tylko zakończone zostaną prace nad przystosowaniem Warszawskiego Cyklotronu do współpracy z nowym źródłem ECR.

8.2 Pomiary czasów życia i wzbudzenie kulombowskie izotopu ^{40}Ar

W jądrze ^{40}Ar istnieje struktura rotacyjna będąca potencjalnie pasmem o bardzo dużej deformacji, podobna do wcześniej zidentyfikowanego pasma w jądrze ^{40}Ca .

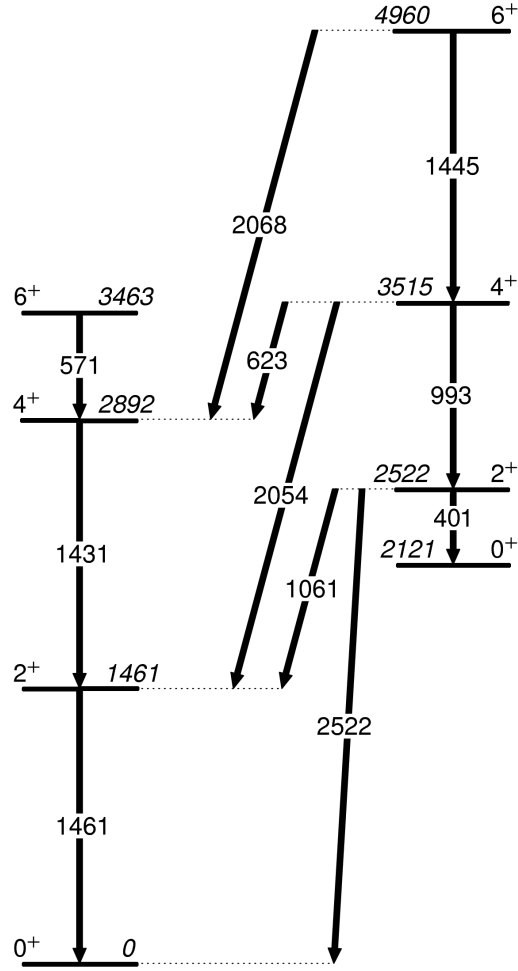
Znane obecnie czasy życia niskoleżących stanów wzbudzonych w ^{40}Ar (rysunek 8-4) wskazują na możliwą dużą deformację poziomów jądrowych w paśmie zbudowanym na stanie 0_2^+ o energii 2121 keV. Podobnie jak w przypadku $^{40,42}\text{Ca}$, nigdy wcześniej nie obserwowano przejścia $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ w paśmie bocznym. Rozładowanie stanów wzbudzonych w paśmie o możliwej dużej deformacji wygląda podobnie, jak w izotopie ^{42}Ca . Dotychczasowa analiza przypadku ^{42}Ca wskazuje na istotny wpływ sprzężeń międzypasmowych na poprawne wyznaczenie deformacji. Ze względu na niską energię wzbudzenia oraz niski spin podstawy pasma o potencjalnie dużej deformacji jest ono dostępne dla metody wzbudzenia kulombowskiego, mimo że w dotychczasowych eksperymentach przeprowadzonych tą metodą obserwowano jedynie pierwszy stan wzbudzony 2_1^+ [106, 107].

Identyfikacja i dokładny opis pasma potencjalnie superzdeformowanego w jądrze ^{40}Ar , jak również zbadanie własności elektromagnetycznych stanów wzbudzonych metodą wzbudzeń kulombowskich mogą zostać przeprowadzone dzięki dostępnym obecnie urządzeniom pomiarowym: spektrometr EAGLE, detektor jąder odrzutu RFD i warszawska komora rozproszeniowa oparta na detektorach typu p-i-n.

Planuje się przeprowadzenie dokładnych pomiarów czasów życia w jądrze ^{40}Ar , wykorzystując detektor jąder odrzutu RFD (*Recoil Filter Detector*) [108], zbudowany w IFJ PAN w Krakowie. Promieniowanie γ będzie rejestrowane w spektrometrze EAGLE, co w połączeniu z RFD pozwoli na detekcję przejść γ z bardzo dobrą rozdzielczością energetyczną, a także umożliwi pomiary femtosekundowych czasów życia stanów wzbudzonych.

Energie stanów wzbudzonych w ^{40}Ar są stosunkowo niskie (zakres energii podobny jak w ^{42}Ca), zatem ten przypadek wydaje się być idealnym do podjęcia próby pomiaru wzbudzeń kulombowskich ^{40}Ar z użyciem detektorów spektrometru EAGLE w połączeniu z układem detekcji cząstek naładowanych. Podobnie jak w projekcie dotyczącym ^{40}Ca , badany izotop będzie stanowił wiązkę jonów. Do detekcji jonów ^{40}Ar ,

rozproszonych na tarczy wykonanej z ^{208}Pb , zostanie użyty zestaw detektorów krzemowych typu p-i-n [109]. Analiza danych z tego eksperymentu, przy wykorzystaniu nieważonych energetycznie kwadrupolowych reguł sum, pozwoli wyznaczyć parametry rozkładu ładunku w stanach wzbudzonych w jądrze ^{40}Ar .



Rysunek 8-4: Schemat stanów wzbudzonych jądra ^{40}Ar (na podstawie bazy danych NNDC [66]).

Podsumowanie

Niniejsza praca stanowi podsumowanie kilku lat badań nad strukturą elektromagnetyczną jądra ^{42}Ca , prowadzonych w celu poszukiwania superdeformacji w tym izotopie. W tym czasie przeanalizowano dane z dwóch komplementarnych eksperymentów: wzbudzenia kulombowskiego (LNL, Legnaro, Włochy) oraz reakcji fuzji-ewaporacji (ŚLCJ UW, Warszawa). Autorka opisuje proces analizy danych z pomiaru wzbudzenia kulombowskiego, jak również podaje uzasadnienie przeprowadzenia dodatkowego eksperymentu, podkreślając znaczenie jego wyników dla opisu struktury badanego izotopu wapnia.

Pomiary omawiane w niniejszej pracy zostały wykonane z użyciem spektrometrów promieniowania γ , AGATA oraz EAGLE, i oba urządzenia wykorzystano po raz pierwszy w prezentowanych eksperymentach. Z tego względu analiza danych, zwłaszcza tych, pochodzących ze spektrometru AGATA, była czasochłonna i skomplikowana. Wynikało to głównie z problemów związanych z oprogramowaniem do rekonstrukcji zdarzeń i kilkukrotnym powtarzaniem analizy od podstaw, co autorka opisuje dokładnie w rozdziale 4 niniejszej rozprawy. Wstępne wyniki obecnych badań zostały opublikowane w pracach [84] i [83].

Zjawisko superdeformacji w jądrach z obszaru mas $A \sim 40$ jest intensywnie badane od kilku lat ze względu na możliwy wpływ efektów powłokowych na powstawanie struktur o dużych deformacjach. Sąsiedztwo jądra podwójnie magicznego ^{40}Ca , w którym potwierdzono istnienie pasma superzdeformowanego, stanowi inspirację poszukiwań podobnych struktur w innych jądrach w tym obszarze mas. Niniejsza praca dokumentuje zastosowanie w tych badaniach metody wzbudzeń kulombowskich jako sposobu wyznaczania deformacji stanów wzbudzonych, a prezentowane w niej wyniki są unikalnym dowodem na to, że niskoleżące stany superzdeformowane w lekkich jądrach atomowych można obserwować po wzbudzeniu ich w polu elektromagnetycznym oddziałujących jąder pocisku i tarczy.

Wyniki uzyskane w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca wskazują na obecność silnej deformacji w tym jądrze, począwszy od stanu podstawowego. W prezentowanej pracy po raz pierwszy wyznaczono pełen zestaw elementów macierzowych przejść typu $E2$ (w tym trzech momentów kwadrupolowych) opisujący strukturę elektromagnetyczną tego izotopu. Otrzymane wyniki posłużyły do obliczenia kwadrupolowych parametrów kształtu stanów 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ oraz 0_2^+ i 2_2^+ . Unikalne wyniki analizy danych jednoznacznie wskazują na dynamiczną zmianę deformacji zarówno w paśmie stanu podstawowego, jak i w paśmie bocznym, w którym obecność struktury superzdeformowanej została potwierdzona w omawianym eksperymencie.

Autorka pracy jest świadoma niekompletności opisu teoretycznego obserwowanego zjawiska. Jest to ściśle związane z tym, że narastanie deformacji wzdłuż pasma stanowi wyzwanie dla obliczeń struktury jądrowej w obecnie znanych modelach teoretycznych. Obserwacja dynamiki zmian kształtu wraz ze wzrostem spinu oraz silnych sprzężeń pasma stanów silnie zdeformowanych z pasmem stanów o słabszej deformacji może w konsekwencji doprowadzić do zakwestionowania stosowalności modelu pasmowego w opisie struktury jąder wykazujących tego typu własności. Ponadto obserwacja tak dużych deformacji w jądrze atomowym, które posiada 2 neutrony ponad zamkniętą magiczną powłoką $N = 20$, jest zjawiskiem, które wymaga interpretacji zarówno w ramach jądrowego modelu powłokowego, jak również w modelu kolektywnym. Obecnie trwają intensywne prace nad ulepszeniem istniejących narzędzi teorii jądra atomowego, stąd interpretacja teoretyczna zamieszczona w rozdziale 7.11 jest jedynie wstępna i wymaga dalszego rozwinięcia.

W prezentowanej pracy został poruszony również problem transferu podbarierowego, który jest procesem niepożądanym w eksperymentach wzbudzeń kulombowskich. Omawiany eksperyment wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca został przeprowadzony w warunkach podbarierowych, z zachowaniem kryterium energii bezpiecznej Cline’a (wzór 1.29). Ze względu na zaobserwowanie w tym pomiarze reakcji transferu, należy dokładnie zbadać przyczynę występowania tego efektu. Niezbędnym wydaje się zaplanowanie serii pomiarów mających na celu weryfikację „bezpiecznej” odległości dla różnych izotopów tarcz i pocisków. W szczególności powinno się wykonać takie pomiary dla tarcz ciężkich, często wykorzystywanych w pomiarach wzbudzeń kulombowskich ze względu na duże Z , takich jak np. ^{208}Pb .

Ze względu na wciąż nierozwiązane ograniczenia eksperymentalne oraz ramy czasowe studiów doktoranckich autorki, w ramach niniejszej pracy nie przeprowadzono pomiaru wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{40}Ca , którego perspektywy zostały omó-

wione w rozdziale 8 niniejszej pracy. Autorka opisała tam również planowany pomiar wzbudzenia kulombowskiego oraz komplementarny do niego eksperyment pomiaru czasów życia w jądrze ^{40}Ar . Badania struktury obu jąder, ^{40}Ca oraz ^{40}Ar , stanowiąc będą naturalną kontynuację projektu opisanego w niniejszej pracy, dotyczącego badania własności stanów wzbudzonych w izotopie ^{42}Ca .

Dodatek A

Pliki wejściowe do programu GOSIA

Niniejszy dodatek zawiera podstawowy plik wejściowy do programu GOSIA, który posłużył do analizy danych z eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca . Po części wspólnej dla wszystkich opcji autorka zamieściła fragment opcji całkowania po zakresach kątowych jednego z detektorów układu DANTE oraz po zakresach straty energii w tarczy. Kolejne opcje tutaj zaprezentowane posłużyły do minimalizacji funkcji χ^2 oraz obliczania niepewności elementów macierzowych. Szczegółowy opis wszystkich parametrów przywołanych tutaj opcji można znaleźć w instrukcji użytkownika programu GOSIA [25].

Część podstawowa

```
OP,FILE
22 3 1
output.f22
9 3 1
gdet.f9
8 3 1
gdet.f8
12 3 1
me.f12
3 3 1
yld.f3
4 3 1
corrYld.f4
15 3 1 erro.f15 0 0 0
```

OP,TITL

Wzbudzenie kulombowskie ^{42}Ca

OP,GOSI

LEVE *Poziomy wg schematu 7-3, E[MeV]*

1,1,0,0.0

2,1,2,1.525

3,1,4,2.752

4,1,6,3.189

5,1,0,1.837

6,1,2,2.424

7,1,4,3.254

8,1,6,4.715

9,1,2,3.392

0,0,0,0

ME *Zestaw startowy elementów macierzowych E2 i M1*

2,0,0,0,0 *Przejścia typu E2*

1, 2,0.2042,0.0002,0.25 *I_i, I_f , element macierzowy, przedział ME*

1, 6,0.0848,-1.,1.

1, 9,0.0442,-2.,2.

2, 2,-0.250,-0.50,-0.20

2, 3,0.2455,0.0001,2.

2, 5,0.2213,0.0001,2.

2, 6,-0.272,-1.,1.

2, 7,0.3731,-2.,2.

2, 9,0.1755,-2.,2.

3, 3,0.1000,-2.,2.

3, 4,0.2946,0.0001,1.

3, 6,0.6641,-2.,2.

3, 7,0.5000,-2.,2.

3, 8,0.3814,-2.,2.

4, 4,0.1000,-1.,1.

4, 7,0.1000,-2.,2.

4, 8,0.2773,-2.,2.

5, 6,0.3700,0.0001,2.

5, 9,0.1301,-2.,2.

6, 6,0.1000,-1.,1.

6, 7,0.9926,0.001,2.

6, 9,0.002,-2.,2.

7, 7,0.1000,-2.,2.

7, 8,0.7611,0.001,2.

8, 8,0.1000,-2.,2.

9, 9,0.1,-2.,2.

7,0,0,0,0

Przejścia typu M1

2,6,1.0039,-2.,2. *I_i, I_f , element macierzowy, przedział ME*

2, 9,0.0106, -2.,2.

3,7,2.7417,-4.,4.

0 0 0 0 0

EXPT

Definicja eksperymentów

2 20 42

liczba eksperymentów, Z,A wzbudzanego jądra (^{42}Ca)

-79,197,167,122,3,1,1,-170,172,0,1 Tarcza ^{197}Au , θ_r, φ_r

-82,208,167,122,3,1 1,-170,172,0,2 Tarcza ^{208}Pb , θ_r, φ_r

CONT

Przełączniki (klucze) kontrolne, dotyczące wydruku

SMR,

INR,

SPL,1.

INT,1.

1,1000

LCK,

0 0

WRN,3.

PRT,

4 0

2 0

13 0

14 0

16 0

5 1

12 0

18 1

0 0

END,

OP,YIEL *Definicje*

0

11,2 *współczynniki konwersji wewnętrznej elektronów: liczba punktów energetycznych,liczba multipolowości*

0.1,0.3,0.5,0.8,1.0,1.2,1.5,1.7,2.0,2.4,2.6 *punkty energetyczne [MeV]*

2 *multipolowość E2*

0.276,0.00395,0.000667,0.0001637,9.20E-5,6.91E-5,0.0001252,0.000202,—

0.000335,0.000524,0.000617

7 *multipolowość M1*

0.01330,0.000888,0.000281,0.0001053,6.78E-5,5.43E-5,9.65E-5,0.0001567,—

0.000268,0.000432,0.000517

1,1 *liczba detektorów HPGe w każdym eksperymencie*

1 *detektor pierwszego eksperymentu*

90 *kąt średni θ detektora w pierwszym eksperymencie*

0 *kąt średni φ detektora w pierwszym eksperymencie*

1 *detektor drugiego eksperymentu*

90 *kąt średni θ detektora w drugim eksperymencie*
 0 *kąt średni φ detektora w pierwszym eksperymencie*
 2,1 *przejście normalizacyjne $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$*
 1 *liczba zbiorów danych – eksperyment 1*
 .03 *Upper Limit-próg czułości programu GOSIA na przejścia nieobserwowane*
 1
 1 *liczba zbiorów danych – eksperyment 2*
 .03 *Upper Limit-próg czułości programu GOSIA na przejścia nieobserwowane*
 1
 3 *numer pliku z intensywnościami przejść γ*
 10,1. *liczba znanych współczynników rozgałęzień*
 6,5,6,2,0.007,0.003 *poziom 6 (stan 2_2^+), BR do stanu 5 (0_2^+) i 2 (2_1^+)*
 6,1,6,2,0.351,0.065
 3,6,3,2,0.010,0.004
 7,3,7,2,0.64,0.09
 7,6,7,2,0.18,0.09
 8,7,8,3,0.94,0.06
 8,4,8,3,0.15,0.04
 9,6,9,2,0.23,0.12
 9,5,9,2,0.163,0.023
 9,1,9,2,0.92,0.05
 8 1. *liczba znanych czasów życia*
 2,1.183,0.029 *poziom 2 (2_1^+), czas życia i niepewność (podane w ps)*
 3,4.45,0.40
 4,7712,231
 5,558.32,8.66
 6,0.18,0.4
 7,0.18,0.3
 8,0.083,0.32
 9,0.130,0.20
 2,1 *liczba znanych współczynników zmieszania $\delta(E2/M1)$*
 6,2,-0.18,0.02 *współczynnik $\delta(E2/M1)$ dla przejścia $6 \rightarrow 2$ ($2_2^+ \rightarrow 2_1^+$)*
 9,2,1.7,0.4
 1,1 *liczba znanych elementów macierzowych*
 2,2,2,-0.25,0.1
 OP,REST *opcja restartu zestawu elementów macierzowych z taśmy 12*
 0 0

Opcje wykorzystane w analizie omawianego eksperymentu wzbudzenia kulombowskiego ^{42}Ca :

OP,INTG *opcja całkowania*

11 -29 161. 171. 106. 143. *definicja zakresu całkowania: liczba punktów energetycznych i kątowych, zakresy energii i kątów dla jednego detektora Dante*

161. 162. 163. 164. 165. 166. 167. 168. 169. 170. 171. *punkty energetyczne*
 106 110 111 112 113 114 117 119 120 121 122 123 124 125 127—
 —128 130 131 132 133 134 135 136 137 139 140 141 142 143 *kąty θ*
 1 *liczba zakresów kąta φ dla pierwszego kąta θ*
 -168 -128 *zakres kąta φ*
 1 *liczba zakresów kąta φ dla drugiego kąta θ*
 -168 -126 *zakres kąta φ*
 2 *liczba zakresów kąta φ dla trzeciego kąta θ*
 128 132 163 167 *zakresy kąta φ*
 .
 .
 .
 11 *straty energii w tarczy ^{197}Au*
 161.,162.,163.,164.,165.,166.,167.,168.,169.,170.,171. *energia pocisku*
 7.407,7.399,7.392,7.384,7.376,7.369,7.361,7.354,7.345,7.338,7.329 *dE/dx (MeV/(mg/cm²))*
 10,10
 11 *straty energii w tarczy ^{208}Pb*
 161.,162.,163.,164.,165.,166.,167.,168.,169.,170.,171. *energia pocisku*
 7.163 7.156 7.148 7.141 7.134 7.127 7.119 7.112 7.104 7.097 7.090
 10 10
 OP,CORR *korekcja intensywności przejść γ (wzór 7.4)*
 OP,EXIT

OP,MINI *opcja minimalizacji*
 2100,100,1e-5,1e-7,1.1,1,0,1,0,0.001
 OP,EXIT

OP,ERRO *opcja rachunku niepewności diagonalnych*
 0,0,0,0,1,1e36
 OP,EXIT

OP,ERRO *opcja rachunku całkowitych skorelowanych niepewności*
 1,0,0,1,1,1e36
 OP,EXIT

Dodatek B

Względne intensywności przejść γ

W tabelach B.1 i B.2 zestawiono liczby zliczeń zarejestrowane w liniach odpowiadającym przejściom γ w ^{42}Ca w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego, opisanego w niniejszej pracy. Intensywności przejść w obu pomiarach ($^{42}\text{Ca}+^{197}\text{Au}$ oraz $^{42}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$) są normowane do intensywności przejścia $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (linia 1525 keV).

Przedstawione intensywności stanowiły podstawę do wyznaczenia zestawu elementów macierzowych przejść elektromagnetycznych w jądrze ^{42}Ca .

Tabela B.1: Względne intensywności przejść γ zarejestrowane w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego $^{42}\text{Ca}+^{197}\text{Au}$

| Energia [keV] | Przejście | Względna intensywność przejść γ |
|---------------|---------------------------|--|
| 1525 keV | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | 100 (5) |
| 312 keV | $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | 7.08 (0.36) |
| 899 keV | $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | 0.79 (0.04) |
| 2424 keV | $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ | 0.2 (0.2) |

Tabela B.2: Względne intensywności przejść γ zarejestrowane w eksperymencie wzbudzenia kulombowskiego $^{42}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$

| Energia [keV] | Przejście | Względna intensywność przejść γ |
|---------------|---------------------------|--|
| 1525 keV | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | 100 (9) |
| 312 keV | $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | 7.06 (0.35) |
| 1227 keV | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | 1.55 (0.08) |
| 1729 keV | $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | 0.17 (0.02) |
| 2424 keV | $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ | 0.12 (0.01) |
| 899 keV | $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | 1.3 (1.3) |

Dodatek C

Źródła kalibracyjne promieniowania γ

W tabelach C.1 i C.2 zamieszczono dane literaturowe dotyczące źródeł promieniowania γ wykorzystanych do kalibracji detektorów zarówno w pomiarze wzbudzenia kulombowskiego jądra ^{42}Ca , jak i w pomiarze reakcji fuzji-ewaporacji $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$.

Tabela C.1: Dane literaturowe (energia oraz intensywność poszczególnych linii γ) dla źródła ^{152}Eu [110].

| Energia, E [keV] | ΔE [keV] | Intensywność, I | ΔI |
|------------------|------------------|-----------------|------------|
| 121.5664 | 0.0006 | 13620 | 160 |
| 244.8913 | 0.0010 | 3590 | 60 |
| 344.3197 | 0.0005 | 12750 | 90 |
| 411.6297 | 0.0022 | 1070 | 10 |
| 443.5389 | 0.0019 | 1480 | 20 |
| 778.0297 | 0.0010 | 6190 | 80 |
| 867.0886 | 0.0020 | 1990 | 40 |
| 964.9987 | 0.0010 | 6920 | 90 |
| 1112.1276 | 0.0011 | 6490 | 90 |
| 1212.8729 | 0.0046 | 670 | 8 |
| 1299.2959 | 0.0041 | 780 | 10 |
| 1408.2838 | 0.0010 | 10000 | 30 |

Tabela C.2: Dane literaturowe (energia oraz intensywność poszczególnych linii γ) dla źródła ^{226}Ra [111].

| Energia, E [keV] | ΔE [keV] | Intensywność, I | ΔI |
|------------------|------------------|-----------------|------------|
| 186.3758 | 0.0026 | 3555 | 19 |
| 241.7003 | 0.0013 | 7268 | 22 |
| 295.4977 | 0.0007 | 18414 | 36 |
| 351.3431 | 0.0005 | 35600 | 70 |
| 665.4427 | 0.0044 | 1530 | 7 |
| 768.2231 | 0.0023 | 4892 | 16 |
| 1120.1421 | 0.0013 | 14910 | 30 |
| 1238.8246 | 0.0022 | 5831 | 14 |
| 1401.4521 | 0.0053 | 1330 | 7 |
| 1407.9321 | 0.0037 | 2389 | 8 |
| 1509.1866 | 0.0047 | 2128 | 10 |
| 1765.6605 | 0.0015 | 15310 | 50 |
| 1848.5726 | 0.0048 | 2025 | 12 |
| 2204.2717 | 0.0035 | 4913 | 23 |
| 2447.2451 | 0.0073 | 1548 | 7 |

Bibliografia

- [1] P.J.Twin, B.M.Nyakó, A.H.Nelson, J.Simpson, M.A.Bentley, H.W.Cranmer-Gordon, P.D.Forsyth, D.Howe, A.Mokhtar, J.D.Morrison, J.F.Sharpey-Schafer, and G.Sletten: "*Observation of a discrete-line superdeformed band up to $60\hbar$ in ^{152}Dy* ". Physical Review Letters, 57:811, 1986.
- [2] C.E.Svensson, A.O.Macchiavelli, A.Juodagalvis, A.Poves, I.Ragnarsson, S.Åberg, D.E.Appelbe, R.A.E.Austin, C.Baktash, G.C.Ball, M.P.Carpenter, E.Caurier, R.M.Clark, M.Cromaz, M.E.Deleplanque, R.M.Diamond, P.Fallon, M.Furlotti, A.Galindo-Uribarri, R.V.F.Janssens, G.J.Lane, I.Y.Lee, M.Lipoglavsek, F.Nowacki, S.D.Paul, D.C.Radford, D.G.Sarantites, D.Seweryniak, F.S.Stephens, V.Tomov, K.Vetter, D.Ward, and C.H.Yu: "*Superdeformation in the $N\sim Z$ nucleus ^{36}Ar : Experimental, deformed mean field, and spherical shell model descriptions*". Physical Review Letters, 85:2693, 2000.
- [3] C.E.Svensson, A.O.Macchiavelli, A.Juodagalvis, A.Poves, I.Ragnarsson, S.Åberg, D.E.Appelbe, R.A.E.Austin, G.C.Ball, M.P.Carpenter, E.Caurier, R.M.Clark, M.Cromaz, M.A.Deleplanque, R.M.Diamond, P.Fallon, R.V.F.Janssens, G.J.Lane, I.Y.Lee, F.Nowacki, D.G.Sarantites, F.S.Stephens, K.Vetter, and D.Ward: "*Lifetimes of superdeformed rotational states in ^{36}Ar* ". Physical Review C, 63:061301, 2001.
- [4] D.Rudolph, A.Poves, C.Baktash, R.A.E.Austin, J.Eberth, D.Haslip, D.R.LaFosse, M.Lipoglavšek, S.D.Paul, D.G.Sarantites, C.E.Svensson, H.G.Thomas, J.C.Waddington, W.Weintraub, and J.N.Wilson: "*Spherical and deformed high-spin states in ^{38}Ar* ". Physical Review C, 65:034305, 2002.
- [5] E.Ideguchi, S.Ota, T.Morikawa, M.Oshima, M.Koizumi, Y.Toh, A.Kimura, H.Harada, K.Furutaka, S.Nakamura, F.Kitatani, Y.Hatsukawa, T.Shizuma,

- M.Sugawara, H.Miyatake, Y.X.Watanabe, Y.Hirayama, and M.Oi: "*Superdeformation in asymmetric $N > Z$ nucleus ^{40}Ar* ". Physics Letters B, 686:18, 2010.
- [6] C.D.O'Leary, M.Bentley, B.A.Brown, D.E.Appelbe, R.A.Bark, D.M.Cullen, S.Ertürk, A.Maj, and A.C.Merchant: "*Nonyrast high-spin states in $N=Z$ ^{44}Ti* ". Physical Review C, 61:064314, 2000.
- [7] E.Ideguchi, D.G.Sarantites, W.Reviol, A.V.Afanasjev, M.Devlin, C.Baktash, R.V.F.Janssens, D.Rudolph, A.Axelsson, M.P.Carpenter, A.Galindo-Uribarri, D.R.LaFosse, T.Lauritsen, F.Lerma, C.J.Lister, P.Reiter, D.Seweryniak, M.Weiszflog, and J.Wilson: "*Superdeformation in the doubly magic nucleus $^{40}_{20}\text{Ca}$* ". Physical Review Letters, 87:222501, 2001.
- [8] C.J.Chicara, E.Ideguchi, M.Devlin, D.R.LaFosse, F.Lerma, W.Reviol, S.K.Ryu, D.G.Sarantites, C.Baktash, A.Galindo-Uribarri, M.P.Carpenter, R.V.F.Janssens, T.Lauritsen, C.J.Lister, P.Reiter, D.Seweryniak, P.Fallon, A.Görgen, A.O.Macchiavelli, and D.Rudolph: "*Transition quadrupole moments in the superdeformed band of ^{40}Ca* ". Physical Review C, 67:041303, 2003.
- [9] E.Caurier, J.Menéndez, F.Nowacki, and A.Poves: "*Coexistence of spherical states with deformed and superdeformed bands in doubly magic ^{40}Ca : A shell-model challenge*". Physical Review C, 75:054317, 2007.
- [10] A.Maj, J.Styczeń, M.Kmiecik, P.Bednarczyk, M.Brekiesz, J.Grębosz, M.Lach, W.Męczyński, M.Ziębliński, K.Zuber, A.Bracco, F.Camera, G.Benzoni, S.Leoni, B.Million, and O.Wieland: "*Collectivity in light nuclei and the GDR*". Key Topics in Nuclear Structure, page 417, 2005.
- [11] M.Kmiecik, A.Maj, J.Styczen, P.Bednarczyk, M.Brekiesz, J.Grebosz, M.Lach, W.Meczyński, M.Zieblinski, K.Zuber, A.Bracco, F.Camera, G.Benzoni, B.Million, S.Leoni, O.Wieland, B.Herskind, D.Curien, N.Dubray, J.Dudek, N.Schunck, and K.Mazurek: "*GDR feeding of the highly-deformed band in ^{42}Ca* ". Acta Phys Pol B, 36:1169, 2005.
- [12] M.Kmiecik: *Badanie kolektywnych własności jąder atomowych w funkcji temperatury i spinu*. monografia habilitacyjna, Instytut Fizyki Jądrowej im.Henryka Niewodniczańskiego, Polska Akademia Nauk, Kraków, 2013.

- [13] M.Lach, J.Styczeń, W.Meczyński, P.Bednarczyk, A.Bracco, J.Grebosz, A.Maj, J.C.Merdinger, N.Schulz, M.B.Smith, K.M.Spohr, J.P.Vivien, and M.Ziebliński: *"In-beam γ -ray spectroscopy of ^{42}Ca "*. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, 16(3):309, 2003.
- [14] B.Herskind, B.Lauritzen, K.Schiffer, R.A.Brogia, F.Barranco, M.Gallardo, J.Dudek, and E.Vigezzi: *"Population and decay of the superdeformed rotational band of ^{152}Dy "*. Physical Review Letters, 59:2416, 1987.
- [15] G.Benzoni, A.Bracco, F.Camera, S.Leoni, B.Million, A.Maj, A.Algora, A.Axelsson, M.Bergström, N.Biasi, M.Castoldi, S.Frattini, A.Gadea, B.Herskind, M.Kmiecik, G.Lo Bianco, J.Nyberg, M.Pignanelli, J.Styczen, O.Wieland, M.Zieblinski, and A.Zucchiatti: *"Effect of E1 decay in the population of superdeformed structures"*. Physics Letters B, 504:199, 2002.
- [16] A.Strzałkowski: *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 1979.
- [17] A.Bohr and B.R.Mottelson: *Struktura jądra atomowego. Deformacje jądrowe.TOM 2*. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 1984.
- [18] T.Mayer-Kuckuk: *Fizyka jądrowa*. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 1983.
- [19] M.Kmiecik: *Własności jąder atomowych i mechanizmy reakcji jądrowych badane za pomocą gigantycznego rezonansu dipolowego*. Praca doktorska, Instytut Fizyki Jądrowej im.Henryka Niewodniczańskiego, Polska Akademia Nauk, Kraków, 2001.
- [20] Z.Wilhelmi: *Fizyka reakcji jądrowych*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa, 1976.
- [21] N.Autsern: *"Direct Nuclear Reaction Theories"*. Wiley-Interscience, 1970.
- [22] N.Bohr: *"Neutron capture and nuclear constitution"*. Nature, 137:344, 1936.
- [23] K.Alder and A.Winther: *Electromagnetic excitation.Theory of Coulomb excitation with heavy ions*. North-Holland Publ.Comp., Amsterdam-Oxford, New York, 1975.

- [24] D.Cline: "*Nuclear structure inferred from heavy ion Coulomb excitation*". Bulletin of the American Physical Society, 14:726, 1969.
- [25] D.Cline, T.Czosnyka, A.B.Hayes, P.Napiorkowski, N.Warr, and C.Y.Wu: "*Coulomb excitation data analysis code; GOSIA*". http://www.pas.rochester.edu/~cline/Gosia/Gosia_Manual_20120510.pdf, instrukcja użytkownika programu GOSIA, 2012.
- [26] J.Srebrny, T.Czosnyka, W.Karczmarczyk, P.Napiorkowski, Ch.Droste, H.J.Wollersheim, H.Emling, H.Grein, R.Kulesa, D.Cline, and C.Fahlander: "*E1, E2, E3 and M1 information from heavy ion Coulomb excitation*". Nuclear Physics A, 557:663, 1993.
- [27] H.Frauenfelder and R.M.Steffen: "*Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy, vol.II*". North-Holland Publ.Comp., Amsterdam, 1965.
- [28] R.Brenn, H.Spehl, A.Weckherlin, H.Doubt, and G.Van Middelkoop: "*Nuclear deorientation for heavy ions recoiling in vacuum and low pressure gas*". Zeitschrift für Physik A, 281:219, 1977.
- [29] T.Czosnyka, D.Cline, and C.Y.Wu: "*Coulomb excitation data analysis code GOSIA*". Rochester, NY 14627, USA, 1983, www.slac.stanford.edu/pl/~gosia.
- [30] G.Alaga, K.Alder, A.Bohr, and N.Mottelson: "*Intensity rules for beta and gamma transitions to nuclear rotational states*". Matematisk-Fysiske Meddelelser Konglige Danske Videnskabernes Selskab, 29:1, 1955.
- [31] L.Próchniak: "*Neutron capture and nuclear constitution*". International Journal of Modern Physics E, 19:705, 2010.
- [32] F.Nowacki: *Informacja własna*. Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, Strasbourg, Francja, 2013.
- [33] M.Honma, T.Otsuka, B.A.Brown, and T.Mizusaki: "*Effective interaction for pf-shell nuclei*". Physical Review C, 65:061301, 2002.
- [34] W.A.Richter, M.G.Van Der Merwe, R.E.Julies, and B.A.Brown: "*New effective interactions for the 0f_{7/2} shell*". Nuclear Physics A, 523:325, 1991.
- [35] E.Caurier and F.Nowacki: "*Present status of shell model techniques*". Acta Physica Polonica B, 30:705, 1999.

- [36] C.W.Towsley, D.Cline, and R.N.Horoshko: "*Quadrupole moments and coexistence in even calcium nuclei*". Nuclear Physics A, 204:574, 1973.
- [37] K.Kawade, H.Yamamoto, K.Yoshikawa, K.Iizawa, I.Kitamura, S.Amemiya, T.Katoh, and Y.Yoshizawa: "*Gamma-ray spectroscopy of ^{42}K* ". Journal Physical Society Japan, 29:43, 1970.
- [38] P.C.Simms, N.Benczer-Koller, and C.S.Wu: "*New application of delayed coincidence techniques for measuring lifetimes of excited nuclear states - ^{42}Ca and ^{47}Sc* ". Physical Review, 121:1169, 1961.
- [39] I.Asplund and T.Wiedling: "*Zero-spin excited state in ^{42}Ca* ". Physical Review, 116:741, 1959.
- [40] W.W.Daehnick and R.D.Rosa: "*Weak branches in ^{42}Sc , ^{35}Ar , and ^{27}Si β^+ decay*". Physical Review C, 31:1499, 1985.
- [41] A.M.Sandorfi, C.J.Lister, D.E.Alburger, and E.K.Warburton: "*Isospin-symmetry violating branch of ^{42}Sc β^+ decay*". Physical Review C, 22:2213, 1980.
- [42] P.C.Rogers and G.E.Gordon: "*Decay of ^{42m}Sc and the levels of ^{42}Ca* ". Physical Review, 129:2653, 1963.
- [43] J.W.Nelson, J.D.Oberholtzer, and H.S.Plendl: "*Energy level structure of ^{42}Sc* ". Nuclear Physics A, 62:434, Feb 1965.
- [44] R.A.Mendelson and R.T.Carpenter: "*Lifetime of the 3.19-MeV (6^+) state in ^{42}Sc* ". Physical Review, 181:1552, 1969.
- [45] E.K.Warburton, J.J.Kolata, and J.W.Olness: "*Decay schemes for high-spin states in ^{42}K and ^{42}Ca* ". Physical Review C, 11:700, 1975.
- [46] A.R.Poletti, B.A.Brown, D.B.Fossan, P.Gorodetzky, J.J.Kolata, J.W.Olness, and E.K.Warburton: "*Lifetimes of the $(f_{7/2})^3 \frac{15}{2}^-$ states in ^{51}V and ^{43}Ca and $(f_{7/2})^2 4^+$ states in ^{50}Ti and ^{42}Ca via heavy-ion recoil-distance-method measurements*". Physical Review C, 10:997, 1974.
- [47] P.Herges, H.V.Klapdor, and T.Oda: "*High-spin states in ^{40}K and ^{42}Ca* ". Nuclear Physics A, 372:253, 1981.

- [48] H.H.Eggenhuisen, L.P.Ekström, G.A.P.Engelbertink, and H.J.M.Aarts: "*High-spin states of ^{39}K and ^{42}Ca* ". Nuclear Physics A, 305:245, 1978.
- [49] R.L.Robinson, H.J.Kim, J.B.McGrory, G.J.Smith, W.T.Milner, R.O.Sayer, J.C.Wells, and J.Lin: "*High-spin states in ^{42}Ca* ". Physical Review C, 13:1922, 1976.
- [50] K.P.Lieb and M.Uhrmacher: "*Lifetime of the 2755 kev $15/2^-$ state in ^{43}Ca* ". Zeitschrift für Physik, 267:399, 1974.
- [51] A.Jamshidi and W.P.Alford: "*Nuclear spectroscopy of ^{42}Ca via the (d,t) , $(^3\text{He},d)$, and (α,α') reactions*". Physical Review C, 8:1782, 1973.
- [52] F.Pellegrini, F.Gentilin, and I.Filosofo: "*Level structure of ^{42}Ca by $^{41}\text{K}(^3\text{He},d)^{42}\text{Ca}$ and $^{39}\text{K}(\alpha,p)^{42}\text{Ca}$ reactions at 10 MeV*". Physical Review C, 4:112, 1971.
- [53] Th.Kern, P.Betz, E.Bitterwolf, F.Glatz, and H.Röpke: "*Density of high-spin states in ^{38}Ar and ^{42}Ca* ". Zeitschrift für Physik A, 294:51, 1980.
- [54] S.Cochavi, D.B.Fossan, S.H.Henson, and D.E.Alburger E.K.Warburton: "*E2 transition strengths between $(1f_{7/2})^{\pm 2}$ states of ^{42}Ca , ^{50}Ti , and ^{54}Fe* ". Physical Review C, 2:2241, 1970.
- [55] J.D.McCullen and D.J.Donahue: "*Transition rates in ^{44}Ca* ". Physical Review C, 8:1406, 1973.
- [56] P.Betz, E.Bitterwolf, B.Busshardt, and H.Röpke: "*Deformed states of high spin in ^{42}Ca* ". Zeitschrift für Physik A, 276:295, 1976.
- [57] R.Hartmann, K.P.Lieb, and H.Röpke: "*Electric quadrupole transitions in ^{42}Ca* ". Nuclear Physics A, 123:437, 1969.
- [58] T.Nomura, C.Gil, H.Saito, T.Yamazaki, and M.Ishihara: "*E2 effective charges of the $f_{7/2}$ proton and neutron deduced from the lifetimes of the 6^+ states in ^{50}Ti , ^{54}Fe , and ^{42}Ca* ". Physical Review Letters, 25:1342, 1970.
- [59] D.C.Williams, J.D.Knight, and W.T.Leland: "*Levels of ^{42}Ca and ^{46}Ca as observed in the $^{40}\text{Ca}(t,p)$ and $^{44}\text{Ca}(t,p)$ reactions*". Physical Review, 164:1419, 1967.

- [60] F.R.Metzger and G.K.Tandon: "*Lifetime of the 1.52-MeV level in ^{42}Ca* ". Physical Review, 148:1133, 1966.
- [61] S.M.Matin, D.J.Church, and G.E.Mitchell: "*Study of the second 2^+ state in ^{42}Ca , ^{44}Ca , and ^{48}Ti* ". Physical Review, 150:906, 1966.
- [62] W.J.Kossler, J.Winkler, and C.D.Kavaloski: "*Lifetimes and branching ratios in Ca-42 employing the $(p, p'\gamma)$ reaction*". Physical Review, 177(4):1725, 1969.
- [63] P.M.Lewis, A.R.Poletti, M.J.Savage, and C.L.Woods: "*The mean life of the second 0^+ state in Ca^{42}* ". Nuclear Physics A, 443:210, 1985.
- [64] H.L.Scott, R.N.Horoshko, and D.M.Van Patter: "*Reaction independent analysis of gamma ray angular distributions from $\text{Ge}(\text{Li})$ -detector measurements*". Nuclear Instruments and Methods, 70:320, 1968.
- [65] M.Marmor, S.Cochavi, and D.B.Fossan: "*Hyperfine fields at ^{42}Ca in ferromagnetic metals and the g factor of the 3.19 MeV 6^+ state*". Physical Review Letters, 25:1033, 1970.
- [66] B.Singh and J.A.Cameron: "*Nuclear Data Sheets*". Nuclear Data Sheets, 92, 2001.
- [67] H.D.Graf, H.Feldmeier, P.Manakos, A.Richter, E.Spamer, and D.Strottman: "*Study of electric monopole transitions between the ground state and the first excited 0^+ state in $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ with high resolution inelastic electron scattering*". Nuclear Physics A, 295:319, 1978.
- [68] M.Ulrickson, N.Benczer-Koller, J.R.MacDonald, and J.W Tape: "*Electric monopole transitions in ^{40}Ca* ". Physical Review C, 15:186, 1977.
- [69] N.Benczer-Koller, M.Nessin, and T.H.Kruse: "*Nuclear electric monopole transition in ^{42}Ca* ". Physical Review, 123:262, 1961.
- [70] A.Winther and J.de Boer: "*Coulomb excitation*". Academic Press, New York:303, 1966.
- [71] P.M.S.Lesser, D.Cline, Ph.Goode, and R.N.Horoshko: "*Static electric quadrupole moments of the first excited states of ^{56}Fe and the even titanium nuclei*". Nuclear Physics A, 190:597, 1972.

- [72] R.Hartmann and H.Grawe: "*Doppler-shift attenuation measurements in ^{42}Ca (II)*". Nuclear Physics A, 164:209, 1971.
- [73] N.Lawley, N.Dawson, G.D.Jones, I.G.Main, P.J.Mulhern, R.D.Symes, and M.F.Thomas: "*Angular correlation measurements on the excited states of ^{42}Ca* ". Nuclear Physics A, 159:385, 1970.
- [74] zbiorowa praca: "*Opis akceleratora TANDEM-XTU w INFN Laboratori Nazionali di Legnaro we Włoszech*". strona internetowa <http://www.lnl.infn.it/~newweb/index.php/en/accelerator-tandem-xtu>, 2013.
- [75] S.Akkoyun and 354 co authors: "*AGATA–Advanced GAMMA Tracking Array*". Nuclear Instruments and Methods A, 668:230, 2012.
- [76] D.Bazzacco: "*The Advanced Gamma Ray Tracking Array AGATA*". Nuclear Physics A, 746:248, 2004.
- [77] A.Lopez-Martens, K.Hauschild, A.Korichi, J.Rocaz, and J-P.Thibaud: " *γ -ray tracking algorithms: a comparison*". Nuclear Instruments and Methods A, 533:454, 2004.
- [78] J.J.Valiente-Dobón, A.Gadea, L.Corradi, G.de Angelis, F.della Vedova, E.Fioretti, N.Marginean, D.R.Napoli, I.Pokrovsky, A.Stefanini, X.Y.Zhang, S.Beghini, E.Farnea, S.Lunardi, R.Menegazzo, G.Montagnoli, F.Scarlassara, C.A.Ur, N.A.Kondratiev, E.M.Kozulin, S.Brambilla, G.Pollarolo, M.Trotta, and S.Szilner: "*Studies of neutron-rich nuclei with the CLARA-PRISMA setup and description of the heavy-ion detector DANTE*". Acta Physica Polonica B, 37:225, 2006.
- [79] J.J.Valiente-Dobón, A.Gadea, N.A.Kondratiev, S.Beghini, S.Brambilla, L.Corradi, G.de Angelis, F.della Vedova, E.Farnea, E.Fioretti, E.M.Kozulin, S.Lunardi, N.Marginean, R.Menegazzo, G.Montagnoli, D.R.Napoli, R.Orlandi, I.Pokrovsky, A.Stefanini, M.Trotta, C.A.Ur, and S.Szilner: "*Dante: a heavy-ion detector based on MCPs for the Clara-Prisma setup*". Annual Report, LNL-INFN(REP), <http://clara.lnl.infn.it/reports/2005/FAA006.pdf>:204, 2005.
- [80] W.R.Leo: "*Techniques for nuclear and particle physics experiments*". Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo, 1987.

- [81] O.Stezowski: "*GammaWare User's Guide*". AGATA Data Analysis Group, <http://agata.in2p3.fr/doc/GwUserGuide.pdf>, nieopublikowane, od 2008.
- [82] T.Czosnyka, D.Cline, and C.Y.Wu: "*Coulomb excitation data analysis code GOSIA*". Rochester, NY 14627, USA, 1983.
- [83] K.Hadyńska-Klęk, P.J.Napiorkowski, A.Maj, F.Azaiez, M.Kicińska-Habior, J.J.Valiente-Dobón, G.de Angelis, T.Abraham, G.Anil Kumar, B.-Q.Arnés, D.Bazzacco, M.Bellato, D.Bortolato, P.Bednarczyk, G.Benzoni, L.Berti, B.Birkenbach, B.Bruyneel, S.Brambilla, F.Camera, J.Chavas, M.Ciemala, P.Cocconi, P.Coleman-Smith, A.Colombo, A.Corsi, F.C.L.Crespi, D.M.Cullen, A.Czermak, P.Désésquelles, B.Dulny, J.Eberth, E.Farnea, B.Fornal, S.Franchoo, A.Gadea, A.Giaz, A.Gottardo, X.Grave, J.Grębosz, M.Gulmini, T.Habermann, R.Isocrate, J.Iwanicki, G.Jaworski, A.Jungclaus, N.Karkour, M.Kmiecik, D.Karpiński, M.Kisieliński, N.Kondratyev, A.Korichi, M.Komorowska, M.Kowalczyk, W.Korten, M.Krzysiek, G.Lehaut, S.Leoni, A.Lopez-Martens, S.Lunardi, G.Maron, K.Mazurek, R.Menegazzo, D.Mengoni, E.Merchán, W.Męczyński, C.Michelagnoli, J.Mierzejewski, B.Million, P.Molini, S.Myalski, D.R.Napoli, R.Nicolini, M.Niikura, A.Obertelli, S.F.Özmen, M.Palacz, A.Pullia, G.Rampazzo, F.Recchia, N.Redon, P.Reiter, D.Rosso, K.Rusek, E.Sahin, M.-D.Salsac, P.-A.Söderström, J.Srebrny, I.Stefan, O.Stézowski, J.Styczeń, Ch.Theisen, N.Toniolo, C.A.Ur, V.Vandone, R.Wadsworth, B.Wasilewska, A.Wiens, K.Wrzosek-Lipska, M.Zielińska, and M.Ziębliński: "*Towards the determination of superdeformation in ^{42}Ca* ". Acta Physica Polonica B, 44:617, 2013.
- [84] K.Hadyńska-Klęk, P.J.Napiorkowski, A.Maj, F.Azaiez, J.J.Valiente-Dobón, G.de Angelis, G.Anil Kumar, D.Bazzacco, P.Bednarczyk, M.Bellato, G.Benzoni, L.Berti, D.Bortolato, B.Bruyneel, F.Camera, M.Ciemala, P.Cocconi, A.Colombo, A.Corsi, F.Crespi, A.Czermak, B.Dulny, E.Farnea, B.Fornal, S.Franchoo, A.Gadea, A.Giaz, A.Gottardo, X.Grave, J.Grębosz, M.Gulmini, H.Hess, R.Isocrate, G.Jaworski, M.Kicińska-Habior, M.Kmiecik, N.Kondratyev, A.Korichi, W.Korten, G.Lehaut, S.Lenzi, S.Leoni, S.Lunardi, G.Maron, R.Menegazzo, D.Mengoni, E.Merchán, W.Męczyński, C.Michelagnoli, P.Molini, D.R.Napoli, R.Nicolini, M.Niikura, M.Palacz, G.Rampazzo, F.Recchia, N.Redon, P.Reiter, D.Rosso, E.Sahin, J.Srebrny, I.Stefan, O.Stézowski, J.Styczeń, N.Toniolo, C.A.Ur, V.Vandone, B.Wadsworth,

- A.Wiens, K.Wrzosek-Lipska, M.Zielińska, and M.Ziębliński: "*Refinement of the ^{42}Ca level scheme. Preliminary results from the first AGATA Demonstrator experiment*". Acta Physica Polonica B, 42:817, 2011.
- [85] J.Choiński: *Struktura elektromagnetyczna i dynamika wiązek Warszawskiego Cyklotronu U-200P*. Praca doktorska, Uniwersytet Warszawski, Warszawa, 2003.
- [86] J.Mierzejewski, J.Srebrny, H.Mierzejewski, J.Andrzejewski, W.Czarnacki, Ch.Droste, E.Grodner, A.Jakubowski, M.Kisieliński, M.Komorowska, A.Kordyasz, M.Kowalczyk, J.Kownacki, A.A.Pasternak, J.Perkowski, A.Stolarz, M.Zielińska, and R.Anczkiewicz: "*EAGLE—the central European Array for Gamma Levels Evaluation at the Heavy Ion Laboratory of the University of Warsaw*". Nuclear Instruments and Methods A, 659(84), 2011.
- [87] J.Mierzejewski: "*Badanie reakcji niepełnej fuzji w układzie $^{20}\text{Ne}+^{122}\text{Sn}$ - pomiary korelacji gamma-cząstka naładowana z wykorzystaniem spektrometru EAGLE na wiązce cyklotronu UW*". Praca doktorska, Uniwersytet Warszawski, Warszawa, 2013.
- [88] J.Mierzejewski: *Informacja własna*. Uniwersytet Warszawski, Warszawa, 2013.
- [89] J.Mierzejewski, A.A.Pasternak, M.Komorowska, J.Srebrny, E.Grodner, and M.Kowalczyk: "*The COMPA manual*". <http://www.slacj.uw.edu.pl/compa>, publikacja przygotowywana do wysłania do Computer Physics Communication.
- [90] A.Gavron: "*Statistical model calculations in heavy ion reactions*". Physical Review C, 21(1):230, 1980.
- [91] P.Rogers and G.E.Gordon: "*Decay of ^{42m}Sc and the Levels of ^{42}Ca* ". Physical Review, 129:2653, 1963.
- [92] G.Brown, A.Denning, and J.G.B.Haigh: "*The magnitude of compound nucleus effects in $\text{Ca}(d,p)$ reactions*". Nuclear Physics A, 225:267, 1974.
- [93] K.Rusek: *Informacja własna*. Uniwersytet Warszawski, Warszawa, 2012.
- [94] P.J.Napiorkowski: *Informacja własna*. Uniwersytet Warszawski, Warszawa, 2013.

- [95] D.A.Piętak: *"Implementacja algorytmu genetycznego do analizy danych z pomiarów wzbudzeń kulombowskich."*. "Praca magisterska, Politechnika Warszawska, Warszawa", 2008.
- [96] D.A.Piętak, P.J.Napiorkowski, Z.Walczak, and J.Wojciechowski: *"Application of genetic algorithm with real representation to COULEX data analysis"*. Prace Naukowe Politechniki Warszawskiej.Elektronika, z.169:157, 2009.
- [97] K.Wrzosek-Lipska: *Badanie struktury elektromagnetycznej niskospinowych stanów wzbudzonych jądra ^{100}Mo metoda wzbudzeń kulombowskich.* Praca doktorska, Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów oraz Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski, Warszawa, 2010.
- [98] J.Srebrny, T.Czosnyka, Ch.Droste, S.G.Rohoziński, L.Próchniak, K.Zajac, K.Pomorski, D.Cline, C.Y.Wu, A.Bäcklin, L.Hasselgren, R.M.Diamond, D.Habs, H.J.Körner, F.S.Stephens, C.Baktash, and R.P.Kostecki: *"Experimental and theoretical investigations of quadrupole collective degrees of freedom in ^{104}Ru "*. Nuclear Physics A, 766:25, 2006.
- [99] J.Srebrny and D.Cline: *"Model independent determination of quadrupole deformation parameters from coulomb excitation measurements"*. International Journal of Modern Physics E, 20:422, 2011.
- [100] A.Görgen, R.M.Clark, P.Fallon, M.Cromaz, M.A.Deleplanque, R.M.Diamond, G.J.Lane, I.Y.Lee, A.O.Macchiavelli, R.G.Ramos, F.S.Stephens, C.E.Svensson, K.Vetter, D.Ward, M.P.Carpenter, R.V.F.Janssens, and R.Wadsworth: *"Excited structure with a very extended shape in ^{108}Cd "*. Physical Review C, 65:027302, 2002.
- [101] R.M.Clark, P.Fallon, A.Görgen, M.Cromaz, M.A.Deleplanque, R.M.Diamond, G.J.Lane, I.Y.Lee, A.O.Macchiavelli, R.G.Ramos, F.S.Stephens, C.E.Svensson, K.Vetter, D.Ward, M.P.Carpenter, R.V.F.Janssens, and R.Wadsworth: *"Very extended shapes in the $A \sim 110$ region"*. Physical Review Letters, 87:202502, 2001.
- [102] C.-T.Lee, Y.Z.Sun, J.-ye.Zang, and M.Guidry C.L.Wu: *"Microscopic description of band structure at very extended shapes in the $A \sim 110$ mass region"*. Physical Review C, 65:041301, 2002.

- [103] L.Próchniak: *Informacja własna*. Uniwersytet Warszawski, Warszawa, 2013.
- [104] A.Maj, F.Azaiez, D.Jenkins, Ch.Schmitt, O.Stezowski, J.P.Wieleczko, D.Balabanski, P.Bednarczyk, S.Brambilla, F.Camera, D.R.Chakrabarty, M.Chelstowska, M.Ciemala, S.Courtin, M.Csatlos, Z.Dombradi, O.Dorvaux, J.Dudek, M.N.Erduran, S.Ertürk, B.Fornal, S.Franchoo, G.Georgiev, J.Gulyás, S.Harissopoulos, P.Joshi, M.Kicińska-Habior, M.Kmiecik, A.Krasznahorkay, G.Anil Kumar, Suresh Kumar, M.Labiche, I.Mazumdar, K.Mazurek, W.Męczyński, S.Myalski, V.Nanal, P.Napiorkowski, J.Peyre, J.Pouthas, O.Roberts, M.Rousseau, J.A.Scarpaci, A.Smith, I.Stefan, J.Strachan, D.Watts, and M.Ziębliński: *The Paris project*. Acta Physica Polonica B, 40:565, 2009.
- [105] PARIS: *strona internetowa internetowa projektu*. <http://paris.ifj.edu.pl/>, 2013.
- [106] K.Nakai, J.L.Quebert, F.S.Stephens, and R.M.Diamond: "*Quadrupole moments of first excited states in ^{28}S , ^{32}S and ^{40}Ar* ". Physical Review Letters, 24:903, 1970.
- [107] R.W.Ibbotson, T.Glasmacher, B.A.Brown, L.Chen, M.J.Chromik, P.D.Cottle, M.Frauerbach, K.W.Kemper, D.J.Morrissey, H.Scheit, and M.Thoennessen: "*Quadrupole collectivity in $^{32,34,36,38}\text{Si}$ and the $N=20$ shell closure*". Physical Review Letters, 80:2081, 1998.
- [108] Męczyński, W., P.Bednarczyk, J.Grębosz, J.Heese, M.Janicki, K.H.Maier, J.C.Merdinger, K.Spohr, M.Ziębliński, and J.Styczeń: "*A detector for filtering γ -ray spectra from weak fusion–evaporation reactions out of strong background and for doppler correction: the recoil filter detector, RFD*". Nuclear Instruments and Methods A, 580:1310, 2007.
- [109] K.Wrzosek, M.Zielińska, T.Czosnyka, J.Choiński, K.Hadyńska, J.Iwanicki, M.Kisieliński, M.Kowalczyk, J.Kownacki, P.Napiorkowski, D.Piętak, J.Srebrny, and K.Zajac: "*New γ -particle detection set-up for coulomb excitation experiments — towards determination of triaxiality of ^{100}Mo* ". Acta Physica Polonica B, 39:513, 2008.
- [110] D.Radford: "*RadWare – a software package for interactive graphical analysis of gamma-ray coincidence data*". <http://radware.phy.ornl.gov/>, Physics Division, Oak Ridge National Laboratory, USA, 2011.

- [111] V.Christe, M.M.Be, and C.Dulleu: "*Evaluation de la chaine du radium 226*".
Laboratoire National Henri Becquerel, CEA Saclay, Gif sur Yvette Cedex,
France, 2008.